



Trabajo de Fin de Máster.

Máster Inter-Universitario de Física Nuclear.

Deposición y caracterización de materiales centelladores para su utilización en el detector FILD.

Juan José Toledo Garrido

Sevilla, 2017-2018

Dirigido por:

Eleonora Viezzer

Manuel García Muñoz

Agradecimientos

El trabajo aquí presentado no habría sido posible sin una gran cantidad de personas a las que les debo tanto tiempo, preocupación y miles de sustantivos más. A continuación pretendo, aunque sea con unas insuficientes palabras, mostrarles mi gratitud. A mis tutores Eleonora Viezzler y Manuel García, que me han abierto la puerta y guiado por el fascinante mundo de la fusión nuclear y me han dado a conocer a gente muy valiosa. A Miguel Ángel Seller y Victoria, que en la primera parte del trabajo; aquella de ensuciarse las manos, mostraron una ayuda excepcional. Sus conocimientos y maña en el laboratorio fueron primordiales para el éxito de este apartado. Cómo no mencionar además la dedicación con la que han enfocado el trabajo. Al Dr. Javier García, a Antonio Villalpaldo y a Juan Ángel, técnico del Tándem en el CNA, por echarme un cable en esa larga jornada que supusieron las medidas de ionoluminiscencia. Y para terminar esta parte más académica de los agradecimientos; pero realmente cumpliendo un papel principal, a Mauricio Rodríguez. Ha mostrado ayuda en innumerables cuestiones: explicar detalles teóricos, estar conmigo durante los dos métodos experimentales seguidos en el trabajo, aconsejarme en el análisis de datos, durante la elaboración de esta memoria Y todo de forma desinteresada. Sin él no habría podido hacer este trabajo (o hubiera sido muy diferente; peor para qué engañarnos). Le debo dos o tres o cuatro montaditos. O los que quiera. Y por último, mi familia y mi pareja. Lo que aquí pueda decir es poco, así que mejor no decir más.

Índice general

Agradecimientos	2
Resumen	5
1. Introducción a la Fusión Nuclear	6
1.1. El panorama energético actual y la necesidad de una nueva fuente de energía.	6
1.2. Nociones básicas de fusión nuclear.	8
1.3. Necesidad y tipos de confinamiento del plasma.	12
1.4. Funcionamiento básico de un Tokamak.	14
1.5. Calentamiento del plasma en un Tokamak.	15
1.6. Producción y pérdida de iones rápidos.	18
1.7. Detección de pérdidas de iones rápidos.	19
2. Materiales centelladores y métodos de deposición.	21
2.1. Producción de ionoluminiscencia.	21
2.1.1. Luminiscencia.	21
2.1.2. Ionoluminiscencia.	22
2.2. Características de los materiales centelladores.	23
2.3. Métodos de revestimiento de fósforo.	27
3. Método de sedimentación.	29
3.1. Materiales.	29
3.2. Método de deposición.	31
3.2.1. Primeros pasos.	31
3.2.2. Disolución.	31
3.2.3. Últimos pasos: Extracción de agua y secado.	32

4. Técnica Experimental para las Medidas de Ionoluminiscencia.	34
4.1. Descripción del acelerador Tándem.	34
4.1.1. Acelerador de partículas electrostático.	34
4.1.2. Acelerador Tándem de 3 MV del CNA.	35
4.2. Montaje experimental para la caracterización de muestras centelladoras.	36
4.2.1. Cámara universal.	37
4.2.2. Espectrómetro óptico.	38
4.3. Procedimiento de análisis de datos.	39
5. Resultados Experimentales.	44
5.1. Respuesta espectral y eficiencia de los centelleadores.	45
5.2. Estudio de la linealidad de emisión con el flujo de iones.	48
5.3. Degradación de la ionoluminiscencia debido a la fluencia de iones.	50
6. Conclusiones y perspectivas futuras.	52

Resumen.

La fusión nuclear se muestra como una posible opción de fuente de energía. Esta estaría bien distribuida globalmente y no mostraría emisiones de gases de efecto invernadero ni generación de residuos nucleares. Uno de los principales problemas que presenta la producción de energía eléctrica por medio de la fusión nuclear es; aun así, la pérdida de partículas rápidas que tienen lugar en los reactores de fusión (Tokamaks y Stellarators) y que se producen por distintos factores (como la asimetría del campo magnético del plasma, las colisiones entre partículas del mismo o las inestabilidades magnetohidrodinámicas). Con el propósito de estudiar estas pérdidas se ha diseñado el Detector de Pérdidas de Iones Rápidos o del inglés Fast Ion Loss Detector (FILD). Este dispositivo se vale de un material centellador que emite radiación electromagnética en el espectro visible cuando es incidido por una de estas partículas que han escapado del plasma. Estudios previos encontraron que el centellador ideal para realizar esta labor era el denominado TG-Green ($SrGa_2S_4 : Eu^{2+}$) dada su alta eficiencia y su corto tiempo de respuesta. No obstante, actualmente no existe empresa que deposite este material en las placas metálicas utilizadas en FILD, mientras que sí es posible adquirirlo en forma de polvo. Se propone con este trabajo buscar una técnica de deposición viable y analizar las placas obtenidas mediante este procedimiento con la técnica de ionoluminiscencia. Finalmente se ha elegido el método de sedimentación, estudiado previamente por el CIEMAT con el objetivo de revestir placas para el análisis de pérdidas de iones en reactores de fusión. Hemos estudiado el espectro de la luz emitida por los centelladores y su eficiencia, así como la degradación de la emisión y la respuesta lineal de la misma ante la intensidad incidente. El estudio ha mostrado buenos resultados que muestran que el método de sedimentación es óptimo para el revestimiento de placas con fósforo centellador.

Capítulo 1

Introducción a la Fusión Nuclear

1.1. El panorama energético actual y la necesidad de una nueva fuente de energía.

Si comparamos la energía consumida por cada individuo de un país frente al índice de Desarrollo Humano (IDH); el cual mide la salud, educación y riqueza per capita del mismo, observamos un crecimiento que tiende a los valores de IDH correspondientes a los países occidentales más favorecidos [1]. Debe existir, por lo tanto, una relación entre el consumo eléctrico y el bienestar y desarrollo de un país. Es, pues, necesario incrementar la producción de energía para que aquellos países con menor IDH consigan crecer. No sólo este motivo debería incentivarnos en producir más energía en un futuro, puesto que el aumento de la población mundial también nos lleva a esta conclusión.

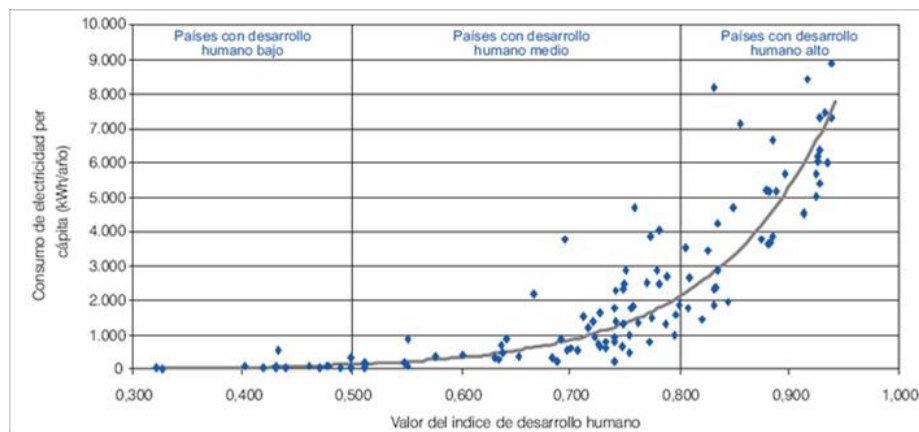


Figura 1.1: Consumo eléctrico per cápita Vs. IDH. Fuente: Energía Sin Fronteras [1].

Según la Agencia Internacional de Energía (IEA) en el año 2016/2017 [2] el consumo energético ha continuado creciendo, pese que este se da hasta en un 73 % del total por países de la OECD (Organización para la Cooperación y el Desarrollo Económicos) y algunos países asiáticos que no son miembros de la OECD (principalmente China); mientras que territorios como África u Oriente Medio consumen alrededor del 5 % del total. Estos datos no se asocian a la población de cada territorio, por ejemplo, EEUU consume el 15 % de la energía producida mientras que su población tan sólo es del 5 % del total mundial. En otros casos; como es el de India, esto ocurre de manera inversa. Por otra parte, la producción eléctrica recae en gran medida en diez países, los cuales generan el 62 % de la energía total producida en el mundo, mientras que más de la mitad de recursos primarios recaen en EEUU, China, Rusia, Japón e India. Es necesario, por lo tanto, disponer de una fuente de energía accesible para cualquier lugar del mundo de cara a acabar con la desigualdad que estos datos reflejan. En la siguiente imagen (Figura 1.2.) observamos el reparto mundial de la producción de energía en Mtoe (megatoneladas equivalentes de petróleo: unidad de energía que equivale a la energía producida por una megatonelada de petróleo, que se toma como $4,1868 \times 10^{10}$ MJ).

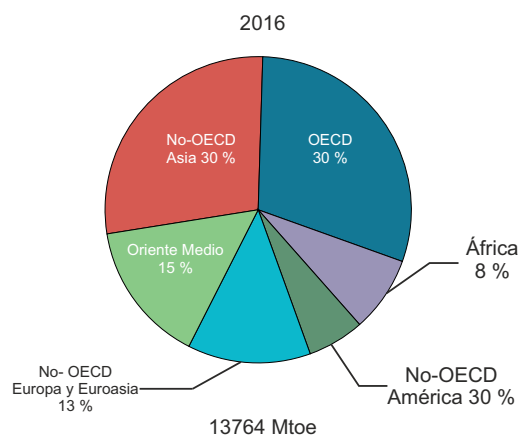


Figura 1.2: Producción de energía según país en 2016. Fuente: IEA [2].

Otra de las conclusiones que podemos obtener del estudio [2] es que, pese a que el consumo de petróleo para producción eléctrica ha disminuido ligeramente en los últimos años, el uso de gas natural ha crecido considerablemente. Los hidrocarburos son a día de hoy las fuentes de energía más usadas en el mundo, siendo las principales fuentes de CO_2 en la atmósfera y resultando perjudiciales tanto para la salud como al medio ambiente. Además mencionar su desequilibrada distribución en el planeta, que fomenta la desigualdad mencionada en el párrafo anterior. Es preciso, pues, una fuente de energía libre de emisiones. La fisión nuclear puede ser una respuesta a esta necesidad, pero la generación de residuos radiactivos con su actividad es una de sus mayores desventajas.

Por otro lado, pese a que en los últimos años el uso de fuentes renovables ha aumentado (especialmente el uso de energía solar fotovoltaica y de energía eólica), su intermitencia juega un papel altamente negativo para su utilización. Desde mediados del siglo XX se ha estudiado la fusión nuclear como una fuente alternativa de energía limpia; ya que no generaría residuos ni emisiones, es segura y virtualmente inagotable. En el siguiente punto discutiremos cómo se produce y debido a qué cumple con los requisitos anteriormente mencionados.

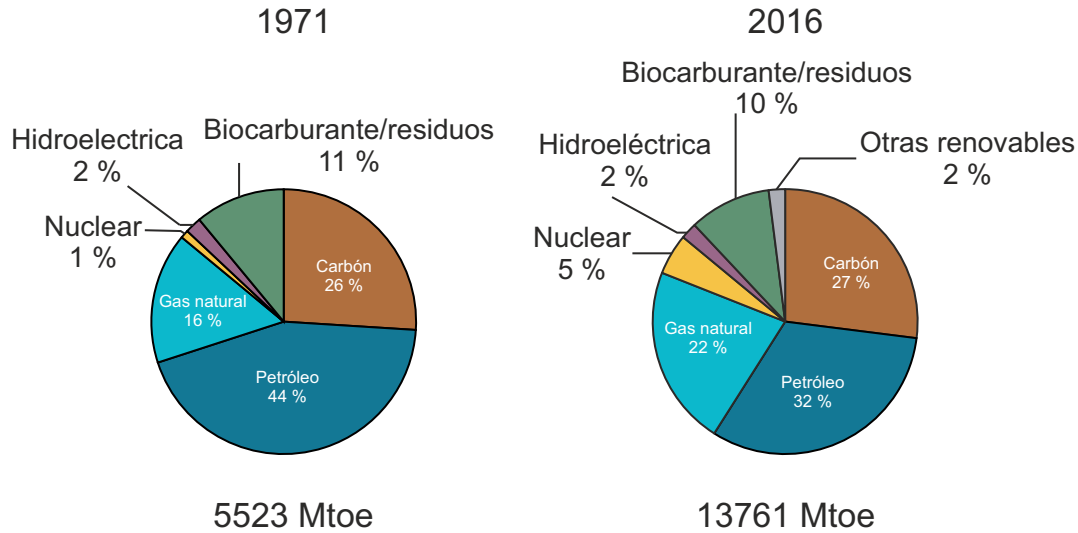


Figura 1.3: Fuentes de energía primarias en 1971 y 2016. Fuente: IEA [2].

1.2. Nociones básicas de fusión nuclear.

Si observamos la energía de enlace por nucleón de un núcleo (es decir, aquella energía necesaria para mantener unidos los nucleones que forman dicho núcleo) frente a su número másico (su número de nucleones) observamos un rápido crecimiento hasta alcanzar un máximo conocido como pico del hierro, debido a que corresponde a ^{56}Fe . Una vez obtenido este máximo, la energía comienza a descender lentamente conforme nos movemos a núcleos más pesados. (Ver Figura 1.4) [3]. Cuando en una reacción nuclear obtenemos núcleos ligeros a partir de núcleos pesados (llamaremos así a aquellos con mayor número másico que el ^{56}Fe) estaremos, pues, liberando energía. Esto es debido a la diferencia de masa entre los reactivos y los productos, cumpliéndose $E = \Delta mc^2$. La reacción que nos permite realizar esto recibe el nombre de fisión nuclear, que da lugar cuando un núcleo pesado se divide en dos o más productos. Por otro lado, cuando al partir de núcleos más ligeros que el ^{56}Fe obtenemos núcleos de mayor número másico, también liberaremos energía.

Este tipo de reacción recibe el nombre de fusión nuclear y ocurre cuando dos núcleos se unen para formar uno nuevo. La energía liberada al realizar una reacción de fusión es mayor que en una de fisión.

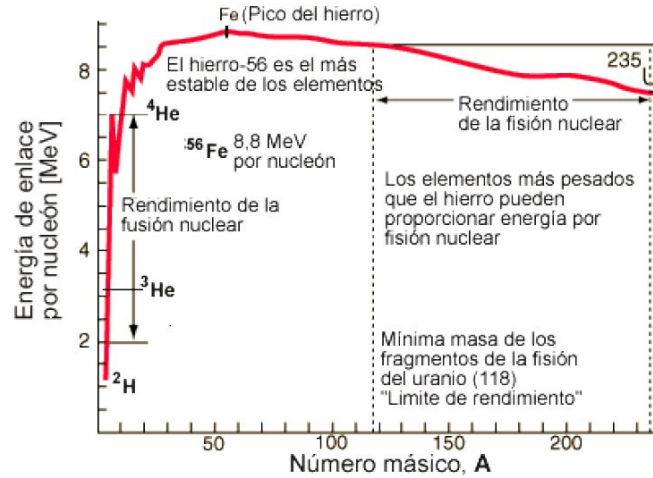


Figura 1.4: Energía de enlace por nucleón vs Número de nucleones. Fuente: [3].

Veamos cuales son las reacciones de fusión que pueden tener lugar [4][5]. En las estrellas ocurren distintas reacciones entre las que destaca la cadena protón-protón, nombre dado a la serie de fusiones nucleares que surgen de la fusión de dos protones. No obstante, en la Tierra este tipo de reacciones no son viables para la producción de energía, puesto que se hace necesario un decaimiento beta en la primera reacción de dicha cadena (ya que dos protones dan lugar a un núcleo de deuterio, formado por un protón y un neutrón) y esta tiene una larga vida media. A esto debe sumarse su baja sección eficaz [5]. En su lugar, se presentan como reacciones candidatas las siguientes:

$$D + T \rightarrow {}^4\text{He}(3,52\text{MeV}) + n(14,06 \text{ MeV}) \quad (1.1)$$

$$D + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He}(3,67\text{MeV}) + p(14,67 \text{ MeV}) \quad (1.2)$$

$$D + D \rightarrow {}^3\text{He}(0,82\text{MeV}) + n(2,45 \text{ MeV}) \quad (1.3)$$

$$D + D \rightarrow T(1,01\text{MeV}) + p(3,03 \text{ MeV}) \quad (1.4)$$

Donde D denota un núcleo de deuterio y T uno de tritio. Para saber cuál de estas reacciones puede darse con mayor facilidad vamos a recurrir a la siguiente figura (Figura 1.5), donde se nos muestran las secciones eficaces de estas y otras reacciones de fusión frente a la energía de los reactivos [6].

Como podemos observar, la reacción entre deuterio y tritio para dar lugar a un neutrón y una partícula alfa (ecuación 1.1) es la que presenta la mayor sección eficaz y, además, ocurre para energías más bajas que el resto y es por esto que elegiremos esta reacción sobre las demás.

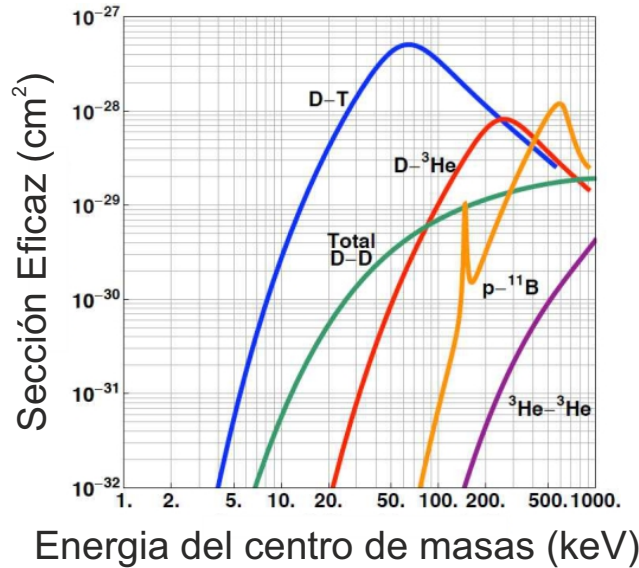


Figura 1.5: Secciones eficaces de las distintas reacciones de fusión en función de la energía de los núcleos. Fuente: [6].

Como vemos, las secciones eficaces son bajas para energías de pocos keV (eV: Unidad de energía que representa la variación de energía cinética sufrida por un electrón al someterse a un cambio de potencial igual a 1 V) y obtenemos el máximo en el orden de 60-70 keV, lo que equivale a temperaturas de billones de K, si bien la fusión puede ocurrir incluso en un orden de 10keV. Hemos utilizado la relación entre la energía media de un sistema de partículas con su temperatura: $E=kT$, siendo k la constante de Boltzmann. El papel fundamental que toma la temperatura en este proceso es el motivo por lo que denominamos a este tipo de reacciones termonucleares. Para estas temperaturas tan elevadas encontramos el cuarto estado de la materia: el plasma, consistente en un gas en el cual sus átomos se han ionizado, teniendo como resultado iones y electrones libres [7]. La partícula alfa resultante de la fusión de deuterio y tritio se utilizará para que esta interaccione con el resto de partículas del plasma, manteniendo así una alta energía. De la función del neutrón en la producción de energía se hablará más adelante. Encontramos una explicación a la necesidad de altas energías observando la Figura 1.6, donde aparece una representación del potencial nuclear, compuesto por la interacción nuclear fuerte; de corto alcance y atractiva, y por la interacción coulombiana; de largo alcance y repulsiva. Para que dé lugar una reacción de fusión es necesario que los núcleos venzan la Barrera de Coulomb y con esto la repulsión coulombiana.

Si bien clásicamente esperaríamos sólo secciones eficaces para energías lo suficientemente altas como para sobrepasar la barrera coulombiana, el efecto túnel permite que se atravesase dicho potencial con una energía menor y es por esto que encontramos valores no nulos de la sección eficaz en la Figura 1.5 aún por debajo del máximo.

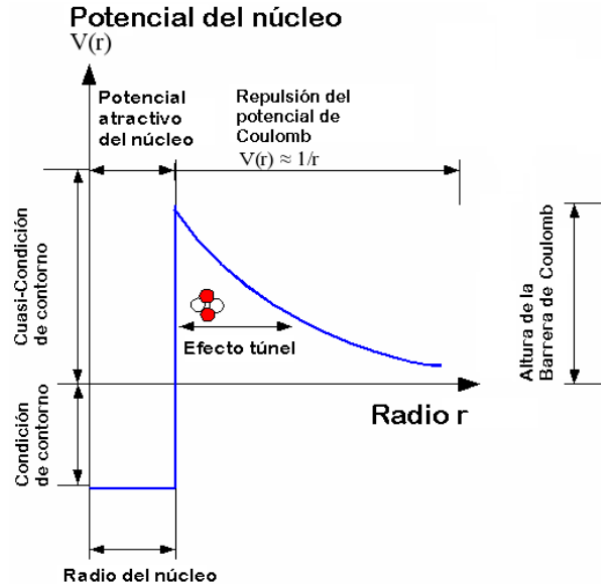
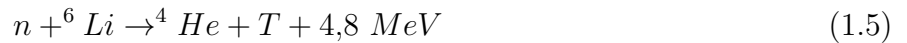


Figura 1.6: Representación del potencial nuclear (electromagnético + nuclear fuerte) en función de la distancia al núcleo.

Volviendo al punto anterior, hablábamos de la necesidad de encontrar una fuente de energía que fuera inagotable y preferiblemente distribuida por todo el globo. Como hemos visto recientemente, la mejor opción para una reacción nuclear de fusión es aquella que usa deuterio y tritio como reactivos. Podemos encontrar deuterio fácilmente en agua, pudiendo obtener este en el océano y en la corteza terrestre. El tritio, sin embargo, no se encuentra de forma natural en el mundo debido a que se trata de un elemento inestable. Aun así, podemos generar tritio con la siguiente reacción [8]:



De modo que podríamos aprovechar el neutrón procedente de la reacción D-T (ecuación 1.1) para que reaccionara con litio (el cual es abundante en la Tierra, estando presente también en los océanos) producir un nuevo núcleo de tritio. Se trataría de cubrir el núcleo del reactor donde las fusiones D-T tienen lugar con una capa de litio, actuando también como transferente de calor para generar energía. Además, la energía producida en esta reacción sería a su vez aprovechada para producir energía eléctrica.

Por otro lado, hablábamos igualmente de la emisión de CO_2 y de residuos que los hidrocarburos y la fisión nuclear crean respectivamente. Puesto que en una reacción de fusión tan sólo generaríamos helio, no debemos preocuparnos por este punto en el uso de la fusión como fuente de energía eléctrica. Por último, señalar la necesidad de pocas cantidades de material para generar energía. En el siguiente cuadro [8] encontramos una comparativa entre la energía específica en MJ/kg de distintas fuentes de energía, observando que la fusión D-T es la mayor, seguida por la fisión nuclear. Con tan sólo unos miligramos de reactivo seremos capaces de generar altas energías, lo que también va unido a la seguridad de los reactores.

Combustible	Energía Especifica (MJ/kg)
Carbón	30
Petróleo	50
Fisión (U-235)	85000000
Fusión (D-T)	350000000

Cuadro 1.1: Energía específica de distintas fuentes de energía. Fuente: EPFL [8].

1.3. Necesidad y tipos de confinamiento del plasma.

Como indicamos anteriormente, los iones deben encontrarse a alta temperatura para poder fusionar, encontrándose en estado de plasma. Para poder aumentar esta temperatura debemos ceder energía externa al sistema, de modo que podemos introducir un parámetro que calcule la ganancia energética comparando la energía obtenida por las fusiones con la energía depositada exteriormente:

$$Q = \frac{P_{fus}}{P_{ext}} \quad (1.6)$$

Naturalmente queremos que Q sea mayor que 1, ya que en caso contrario no estaríamos produciendo energía. Para que esto ocurra debe cumplirse la siguiente relación, llamado criterio de Lawson [9]:

$$nT\tau > 10^{21} \text{ keVsm}^{-3} \quad (1.7)$$

Donde n denota la densidad de iones en el plasma, T la temperatura del mismo (que como vimos se encuentra en torno a 10 keV) y τ se trata del tiempo en el que el plasma se encuentra confinado (este varía del tipo de confinamiento que es usado, pudiendo ser del orden del picosegundo o hasta minutos). Como vemos, $n\tau \approx 10^{20} \text{sm}^{-3}$.

Por otra parte, si las interacciones de las partículas alfas generadas por las fusiones de deuterio y tritio con el resto de partículas del plasma son suficientes como para mantener la temperatura de este, no será necesario añadir energía externa al sistema, por lo tanto $Q \rightarrow \infty$. A este caso se le conoce como ignición. Se busca que un reactor de fusión trabaje entre valores que cumplan el criterio de Lawson y la ignición. A continuación pasaremos a describir brevemente los tipos de confinamiento de plasma que pueden permitir que se cumplan los requisitos de densidad y tiempo de confinamiento:

- **Confinamiento Gravitatorio:** Este es el que ocurre en las estrellas, el plasma se encuentra confinado por la fuerza gravitatoria. Es imposible reproducirlo en la Tierra por la necesidad de enormes masas de plasma.
- **Confinamiento Inercial:** Consiste en mantener los iones en una bola sólida denominada pellet y dar energía a esta mediante láseres, que comprimen el sistema hasta densidades grandes (10^{31} m^{-3}) y elevan su temperatura, de modo que se inicia la fusión y el plasma queda confinado por su propia inercia por un pequeño periodo de tiempo (en torno a 10^{-11} s). La dificultad que supone este tipo de confinamiento reside en las altas energías que debe tener el láser.
- **Confinamiento Magnético:** Aprovecha el hecho de que el plasma está compuesto por partículas cargadas para confinarlo mediante fuertes campos magnéticos. Este tipo de confinamiento acepta tiempos mucho mayores (de segundos o incluso de minutos), por lo que es posible tener una densidad menor que en el caso inercial, siendo en este del orden de 10^{20} m^{-3} , menor incluso que la densidad del aire, lo que favorece la seguridad del reactor. En un principio se trató de realizar con campos lineales, pero la pérdida de partículas en los bordes era demasiado elevada. En su lugar se recurre a campos toroidales, donde se encuentran los dos tipos de confinamiento magnético que se encuentran en desarrollo: Stellarator y Tokamak. El primero presenta una simetría más compleja que asegura que cada partícula del plasma sufre la misma fuerza, mientras que el segundo posee un diseño más sencillo que facilita su estudio. Actualmente un trabajo internacional por parte de varios países se centra en la creación del tokamak ITER, en el sur de Francia. Se busca producir una plasma en su interior con una potencia diez veces mayor a la necesaria para calentar el plasma [10]. En este trabajo nos centraremos en el estudio del tokamak.

1.4. Funcionamiento básico de un Tokamak.

Antes de comenzar a explicar los campos magnéticos que se encuentran en el Tokamak, debemos comentar cómo se mueven las partículas a través de estos [4]. El movimiento de una carga debido a los campos electromagnéticos se puede explicar clásicamente con la fuerza de Lorentz:

$$\vec{F} = q(\vec{v} \times \vec{B} + \vec{E}) \quad (1.8)$$

(1.8) De modo que si no existe campo eléctrico ($E=0$) tendremos una fuerza perpendicular al campo y a la velocidad de la carga, por lo que tanto esta como la energía cinética permanecerán constantes. El movimiento de las cargas será helicoidal alrededor de las líneas de campo magnético con un radio (radio de Larmor) y frecuencia de giro (frecuencia girotrón) dependientes del campo magnético y de la masa, carga y la componente perpendicular al campo de la velocidad de la partícula. Haciendo uso de corrientes que rodean al plasma crearemos un campo magnético toroidal (ver Figura 1.7.a) [5], que será el encargado de realizar que las partículas realicen órbitas cerradas. No obstante, la dependencia de este campo con la distancia ($\frac{1}{r}$) supondrá la existencia de un gradiente del mismo. Las partículas serán afectadas por la existencia del gradiente sufriendo una velocidad de deriva, que llevará a los iones positivos hacia arriba y a los electrones hacia abajo. Esta separación de cargas, a su vez, provocará un campo eléctrico y este una nueva deriva en las partículas, que se desplazarán hacia la pared exterior del Tokamak (ver Figura 1.7.b). Obviamente queremos evitar esto, puesto que provocaría que las partículas no se confinaran, disminuyendo la ganancia energética y dañando las paredes del reactor.

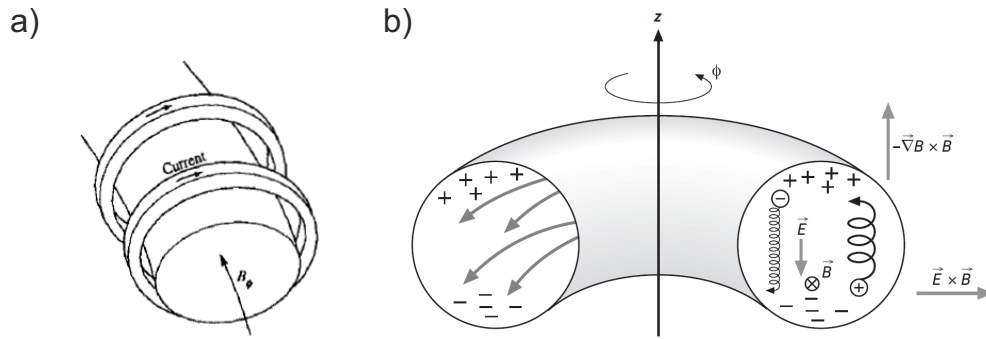


Figura 1.7: a) Producción del campo toroidal [4]. b) Deriva de las partículas en geometría toroidal [11].

Para evitar esto vamos a crear un campo poloidal que no permita la separación vertical de las partículas cargadas, teniendo como resultado un campo helicoidal.

Para conseguir esto nos vamos a valer del propio plasma, creando en este una corriente inducida que será aquella que cree el campo magnético poloidal. Para inducir dicha corriente nos vamos a valer de un transformador colocado en el centro del reactor por el que circulará una corriente variable y, siguiendo la ley de Lenz-Faraday, al variar el flujo de corriente que pasa por el plasma, se inducirá una corriente en el mismo que se contraponga a este cambio (los encargados de crear dicha corriente serán principalmente los electrones). Para evitar dar forma y posicionar el plasma añadimos nuevas corrientes que crearán un campo magnético vertical. Podemos ver el diseño de un Tokamak en la siguiente figura:

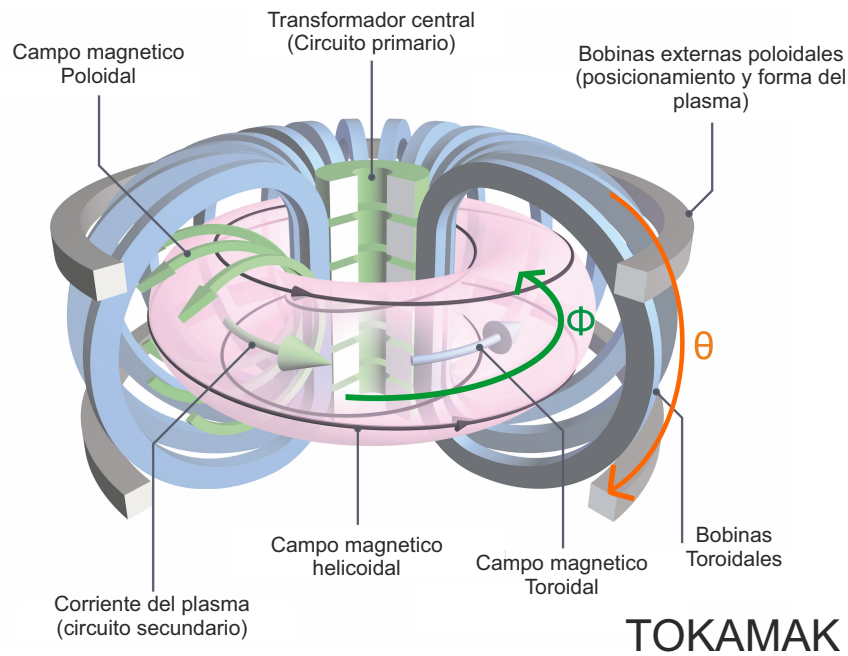


Figura 1.8: Esquema de un Tokamak completo [12].

1.5. Calentamiento del plasma en un Tokamak.

Como hemos visto, necesitamos calentar hasta altas temperaturas al sistema para que se produzcan reacciones de fusión nuclear. Si bien una vez se han conseguido reacciones de fusión las partículas alfa producto de estas aportan energía al plasma calentándolo, sí es necesario añadir energía al sistema hasta que esto ocurra (incluso una vez haya tenido lugar, puesto que la energía de las partículas alfas no va a ser suficiente para mantener el plasma a la temperatura necesaria).

Contamos para ello con un sistema intrínseco que aporta energía: el calentamiento óhmico [4].

- **Calentamiento óhmico:** Este tipo de calentamiento se debe al efecto Joule, producido por los choques de los electrones que forman la corriente inducida en el plasma con el resto de partículas del mismo. Teniendo en cuenta que el plasma tiene una resistividad finita obtenemos lo siguiente: (1.9)

$$P_{Ohm} = V_p I_p = R_p I_p^2 \approx \eta J^2 \quad (1.9)$$

Donde llamamos J a la densidad de corriente y η a la resistividad. No obstante, este tipo de calentamiento presenta un problema de gran importancia y es que la resistividad tiene una dependencia de la temperatura de $\eta \approx T^{-\frac{3}{2}}$ por lo que al aumentar la temperatura estaremos disminuyendo la resistividad y, con esta, la energía que obtenemos a partir de este proceso. Conforme aumentamos la temperatura llegaremos a un punto en el que las ganancias de energía por efecto Joule y por las partículas alfa no vencerán a las pérdidas producidas por el efecto Bremsstrahlung de los electrones y a las debidas a la convección y conducción. Es por lo tanto necesario aportar energía al sistema de forma extrínseca. A continuación comentaremos brevemente los dos tipos de calentamiento extrínseco más utilizados:

- **Inyector de haces neutros (NBI):** [13] Consiste en eyectar partículas con alta energía en el interior del plasma (deuterio o hidrógeno) para que estas interaccionen con las partículas del plasma y así calienten este. El campo magnético del Tokamak no sólo confina el plasma, si no que impide que partículas cargadas penetre en este. Es por esto que en lugar de inyectar partículas con carga inyectaremos partículas neutras que no sufrirán la presencia de dicho campo. Para acelerar estas partículas nos valemos de un mecanismo como el de la siguiente figura. Primero las partículas neutras son cargadas y aceleradas por medio de un campo electrostático. Una vez aceleradas se neutralizan por medio de un gas. Como este proceso no es eficiente al 100 %, usaremos un deflector magnético y una trampa de iones para coleccionar aquellas partículas que no se hayan neutralizado, mientras que el resto ingresan en el Tokamak. Una vez las partículas penetran en el plasma, estas pueden interaccionar con este de tres modos: ionizándose colisionando con iones, colisionando con electrones o realizando un cambio de carga con los iones. La sección eficaz de este último proceso domina para energías bajas, pero conforme aumentamos la energía del haz dominará la ionización por colisión con iones del plasma. Es a estas energías a las que queremos trabajar, pues la penetración de las partículas será mayor, facilitando así el calentamiento del plasma.

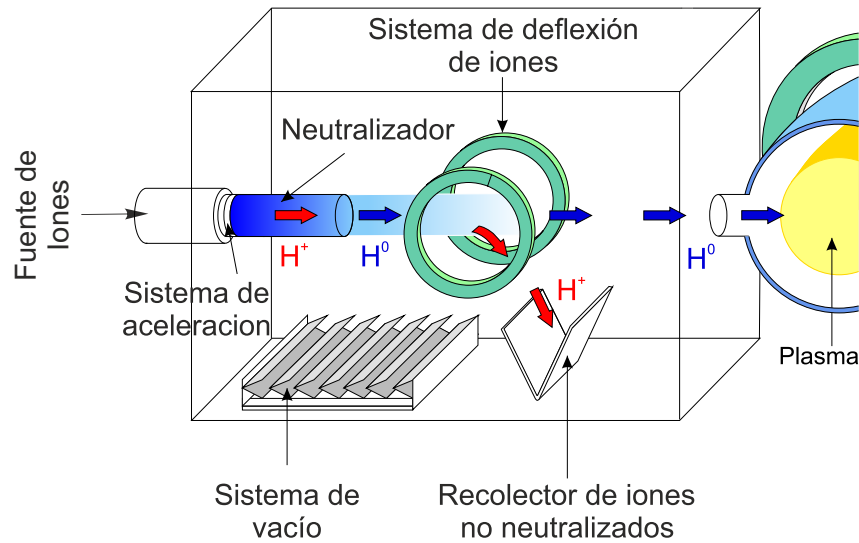


Figura 1.9: Esquema del eyector de partículas neutras. Fuente: [14].

Una vez las partículas se han ionizado estas comenzarán a interactuar por medio de las partículas del plasma por colisiones coulombianas. La especie de partícula con la que estas colisiones tienen lugar tendrá relación con la energía del haz. Existe una energía crítica (la cual es quince veces la energía cinética de los electrones del plasma) para la cual tanto iones como electrones son calentados igual, por debajo de esta tendremos principalmente colisiones con iones y sobre esta energía dominarán las colisiones con electrones. Actualmente se trabaja con energías por debajo de la energía crítica.

- **Uso de radiofrecuencias:** [15] Consiste en la emisión por una antena hacia el plasma de ondas electromagnéticas con el objetivo de que este las absorba (preferiblemente en su centro) debido a la interacción de las partículas con dicha onda. La longitud de onda debe escogerse de tal modo que satisfaga la condición de dispersión del plasma y que permita que esta deposite su energía en el mismo. Para que esto último tenga lugar debe haber resonancia entre la onda electromagnética y el ión o electrón del plasma, teniendo que cumplirse la siguiente relación:

$$\Omega - k_{\parallel}v_{\parallel} = n\Omega_c$$

Donde Ω es la frecuencia de la onda, k_{\parallel} la componente paralela del vector de onda respecto al campo magnético, v_{\parallel} la velocidad en dicha dirección, Ω_c se trata de la frecuencia ciclotrón con la que las partículas describen las órbitas y n es un número entero.

Es decir, la frecuencia de la onda vista por la partícula debe ser igual a un múltiplo de la frecuencia ciclotrón de esta. Dependiendo de la frecuencia de la onda, de la densidad del plasma y de la composición de este calentaremos una especie de partícula u otra, existiendo dos tipos de calentamiento por radiofrecuencias: resonancia con iones por Ion Cyclotron Resonance Heating (ICRH) y resonancia con electrones por Electron Cyclotron Resonance Heating (ECRH).

1.6. Producción y pérdida de iones rápidos.

Llamamos iones rápidos a aquellas partículas con energías por encima de la distribución maxwelliana que presentan las partículas del plasma y, por lo tanto, no se encuentran en equilibrio térmico [16]. Estos pueden ser las partículas alfa producidas en las reacciones de fusión y los iones a los que se les ha cedido energía mediante NBI y radiofrecuencia (aunque actualmente los reactores de fusión son principalmente de fusión D-D, se espera poder usar reacciones D-T en el futuro; por ejemplo en ITER). Los iones rápidos producidos por NBI y por radiofrecuencias tienen una distribución de velocidades muy heterogénea, mientras que las partículas alfa procedentes de la fusión poseen todas las mismas energías. Existen distintos mecanismos por los que estos iones pueden escapar del confinamiento del plasma, describiremos dichos fenómenos brevemente a continuación:

- **Pérdidas por colisiones con iones del plasma:** Los iones rápidos interaccionan principalmente con electrones, puesto que estos se mueven a una mayor velocidad que los iones debido a su masa. Conforme estas colisiones tienen lugar los iones rápidos irán perdiendo energía hasta que las interacciones con los iones del plasma serán mayoritarias. Dada la gran masa de los iones, las colisiones con estos conllevan dispersiones y con estas habrá cambio del ángulo entre la velocidad del ión rápido y el campo magnético, pudiendo provocar que este salga de la órbita confinada [17].
- **Pérdidas por la asimetría del campo magnético:** El hecho de que exista un número finito de las bobinas que crean el campo magnético toroidal lleva a que este presente inhomogeneidades. Las partículas sufrirán por lo tanto un campo distinto al pasar por las bobinas y al pasar por la región entre estas. Esto crea derivas en los iones, pudiendo provocar que entren en órbitas que los desplacen hacia las paredes del Tokamak. También puede ocurrir que un ión se origine por NBI en una órbita no confinada [10].

- **Pérdidas debidas a efectos magnetohidrodinámicos (MHD):** Este tipo de pérdidas se deben a la interacción de las partículas con las inestabilidades MHD que se dan en el plasma, provocadas principalmente a gradientes de presión y de corriente. Estas inestabilidades modifican las líneas de campo magnético presente en el plasma comprimiéndolas o curvándolas. Pese a que existen distintos tipos, estas se engloban en dos colectivos: las inestabilidades ideales, que ocurrirían aun si el plasma fuera un conductor perfecto; y las inestabilidades resistivas, provocadas por el hecho de que exista una resistividad finita en el plasma. Un ejemplo de efecto MHD que provoca pérdidas de iones rápidos son las ondas Alfvén, consistentes en fluctuaciones del campo magnético. La resonancia de estas ondas con los iones puede hacerles ganar o perder energía, haciendo que estos pasen a una órbita no confinada [18] [19][20].

1.7. Detección de pérdidas de iones rápidos.

Como hemos explicado en el punto anterior, tenemos distintos mecanismos que pueden provocar la pérdida de iones rápidos. Este tipo de pérdidas resultan indeseables por distintos motivos: en primer lugar, notar que al realizarse estas disminuiríamos el número de colisiones entre estos iones rápidos y las partículas del plasma, por lo que estas ganarían menos energía debido a estos métodos y el rendimiento del reactor será menor. Por otra parte, el choque de los iones rápidos con las paredes del Tokamak puede dañar estas. Es por esto que se hace necesario un análisis de estas pérdidas con el propósito de estudiar sus causas y evitar que se produzcan. Es aquí donde entra en juego el Detector de Pérdidas de Iones Rápidos o Fast Ion Loss Detector (FILD) [18][21]. Queremos que este detector sea capaz de decirnos el tipo de partícula que está escapando del confinamiento, su localización espacial en la primera pared del Tokamak y su distribución angular con el propósito de obtener información de la órbita que se encontraba describiendo dentro del mismo. Además, buscamos tener resolución energética puesto que los iones rápidos pueden encontrarse a distintas velocidades; tal como mencionamos anteriormente, así como resolución temporal en vista del estudio de la frecuencia de pérdidas debidas a defectos MHD. Por otro lado, mencionar las extremas temperaturas, altos campos magnéticos y altos flujos de partículas a los que el plasma se encuentra. Debemos tener un detector que sea capaz de resistir dichas condiciones. El funcionamiento de FILD se basa en los siguientes pasos (ver Figura 1.10): primero la partícula encuentra un colimador que limitará el espacio de velocidades de los iones que entran en el detector. Una vez el ión penetra en el detector este incidirá sobre una placa metálica recubierta por un material centellador.

La interacción entre el ión y el centellador provocará que este emita radiación electromagnética en el espectro visible debido a un fenómeno conocido como ionoluminiscencia que se explicará con más detalle en el siguiente capítulo. La medida del patrón de esta luz nos dará información sobre el espacio de velocidades de la partícula que ha escapado del plasma. Para el estudio de dicha radiación esta es guiada por un sistema óptico hasta que es dividida en dos ramas de forma equitativa (50/50 de intensidad en cada rama). Por un lado la luz es llevada hasta una cámara CCD que se encargará de estudiar el flujo de fotones, mientras que por el otro lado será conducida hasta un conjunto de fotomultiplicadores (PMT) que estudiarán la resolución temporal. Por otro lado, la placa sobre la que se encuentra dicho centellador funcionará como una Copa de Faraday, que consiste en un metal diseñado para recolectar partículas cargadas. Cuando los iones colisionan en la copa, estos generan una corriente de electrones en ducha copa, pudiendo así ser medida la intensidad de iones incidentes a partir de la intensidad de iones generados [22]. La placa utilizada con este fin estará compuesta por aluminio.

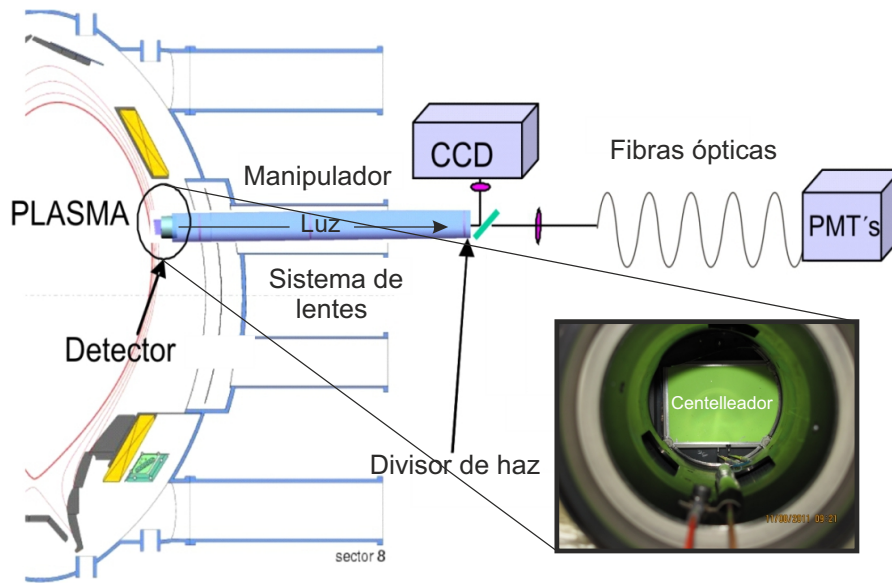


Figura 1.10: Esquema de un sistema FILD. Fuente: [14].

Capítulo 2

Materiales centelladores y métodos de deposición.

2.1. Producción de ionoluminiscencia.

2.1.1. Luminiscencia.

Como indicamos en el capítulo anterior, necesitamos crear un detector que nos dé información sobre la pérdida de iones rápidos. Este detector (FILD) precisa de un material al que denominamos centellador para medir diversas características del ión rápido, como su velocidad o especie a la que pertenece. Este material emite radiación al recibir la energía externa del ión. Esta habilidad de transformar energía en radiación (normalmente en el espectro visible) es conocida como luminiscencia [23]. Existen múltiples procesos que pueden provocar este efecto: irradiación, reacciones químicas, calentamiento. La emisión de luz se debe a desexcitaciones en los átomos del material desde estados excitados hasta el estado fundamental. No obstante, también pueden darse desexcitaciones que no producen emisión de luz, lo que provoca un decrecimiento de la eficiencia de la luminiscencia del material. Existen dos tipos de luminiscencia:

- **Luminiscencia intrínseca:** Es producida por la estructura electrónica del centellador. Dicha estructura es descrita por un modelo de bandas que incluye estados excitados deslocalizados. Debido a la energía recibida por el centellador, los electrones son excitados hasta la banda de conducción. Las desexcitaciones de estos (que al regresar a la banda de valencia son recombinados con huecos) producen la luminiscencia. Por otro lado, la presencia de defectos puntuales puede modificar la estructura del material, creando así estados localizados excitados.

Por lo tanto, las transiciones pueden ser desde estados deslocalizados o desde estados localizados. (Figura 2.1.a).

- **Luminiscencia extrínseca:** Producida por la presencia de impurezas en el material. Dichas impurezas pueden comportarse como activadores; que actúan como estados permitidos en la banda prohibida de la estructura electrónica, o sensibilizadores (estos absorben la energía que recibe el material y la transfieren hasta los activadores). No obstante, las impurezas pueden producir quenching, que se trata del efecto adverso de suprimir un activador decreciendo así la luminiscencia del material. (Figura 2.1.b).

Debido a la posibilidad de que los electrones queden atrapados en estados cercanos a la banda de conducción por un tiempo se producirá un retraso en la recombinación de estos con los huecos de la banda de valencia. Estas desexcitaciones retardadas emitirán luz aun pasado un periodo de tiempo relativamente largo después de que el material haya sido excitado. Este efecto recibe el nombre de afterglow (Figura 2.1.c) y es un efecto indeseado si queremos medir fluctuaciones rápidas como aquellas debidas a efectos MHD.

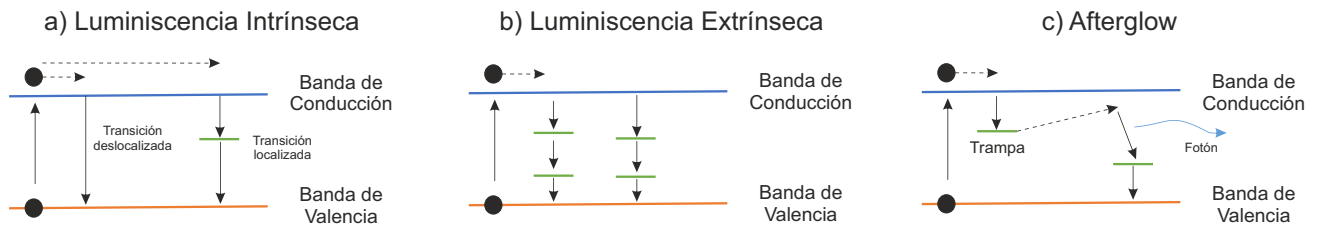


Figura 2.1: a) Luminiscencia intrínseca: El electrón puede desexcitarse desde un estado deslocalizado o un estado localizado (defecto puntual). b) Luminiscencia extrínseca: las impurezas actúan como estados permitidos. c) Afterglow: El electrón es excitado hasta la banda de conducción, quedando después atrapado por un estado cercano a esta. Tras un tiempo se desexcita produciendo luminiscencia.

2.1.2. Ionoluminiscencia.

La luminiscencia producida por la radiación de iones es llamada ionoluminiscencia. Dichos iones interactúan con los núcleos y electrones del centellador transfiriendo energía de un modo continuo, excitando o irradiando los átomos de la red.

Los iones pueden interactuar con el centellador de dos modos, dependiendo de la energía, número atómico (Z) y número másico (A) del ión incidente, así como de las características del centellador:

- Colisiones inelásticas con electrones: Se tiene más pérdida de energía debido a este tipo de interacción, los electrones pueden ser excitados o emitidos, produciendo así ionizaciones secundarias.
- Colisiones elásticas con los núcleos: Este tipo de interacción puede producir defectos puntuales o cascada. El átomo de la red puede ser eyectado de la misma si la energía del ión es lo suficientemente alta.

Aunque definir la ionoluminiscencia sea complejo debido a todos los procesos que se ven envueltos en esta, podemos describirla haciendo uso del semi-empírico Modelo de Birk [24]. Dicho modelo asume que aunque parte de la energía transferida por el ión al material es transformada en luz, ocurren también desexcitaciones sin emisión (tal como se mencionó anteriormente). Por otra parte, considera que la irradiación puede disminuir el número de defectos indeseados debido al quenching. Obtenemos la siguiente ecuación:

$$\frac{dL}{dx} = \frac{S \frac{dE}{dx}}{1 + k_B \frac{dE}{dx}} \quad (2.1)$$

Donde dL representa la cantidad de luz creada por un ión que atraviesa una longitud dx . dE/dx se trata del poder de frenado del ión a través del material y S es el factor de conversión energía-luz. Este factor nos da información sobre la probabilidad de que una desexcitación emita fotones. Por otra parte, B nos da la relación entre los defectos creados y la energía depositada y k la probabilidad de que dichos defectos reduzcan la emisión de luz. La multiplicación de ambos factores, k_B , nos habla pues sobre la probabilidad de que la energía depositada por el ión produzca quenching. Como vemos, la luminiscencia no sólo depende de la energía del ión, sino de cómo este la transfiere al material.

2.2. Características de los materiales centelladores.

Hemos hablado del efecto por el cual los centelladores emiten luz cuando son irradiados por un ión y hemos descrito brevemente dicho efecto. A continuación discutiremos las características principales de un material centellador, las cuales han sido estudiadas en el Centro Nacional de Aceleradores (CNA) anteriormente [14].

Se observó la ionoluminiscencia de diferentes centelladores al ser ionizados a distintas energías, temperaturas y por diferentes especies. Los centelladores que trataremos a continuación son P46, P56 y dos TG-Green de distinto espesor. A continuación describimos las distintas características que fueron medidas:

- **Eficiencia/rendimiento de luminiscencia:** Mide la cantidad de luz que un centellador emite cuando es excitado por una determinada energía (fotones/MeV). Depende de la especie iónica que irradia el material y su energía, además de la composición del material centellador y su espesor. Como vemos en las siguientes imágenes, donde se presenta los fotones emitidos por ión incidente frente a la energía de dicho ión, el centellador que muestra mayor eficiencia es el denominado TG-Green. Las partículas alfa producen mayor luminiscencia cuanto más energéticas son, mas no ocurre esto para protones. Esto último se debe a que estos pueden atravesar en material para energías altas sin depositar toda su energía (por esto un TG-Green-B muestra más eficiencia que TG-Green-A para dichas energías, debido a la diferencia de espesor entre estos).

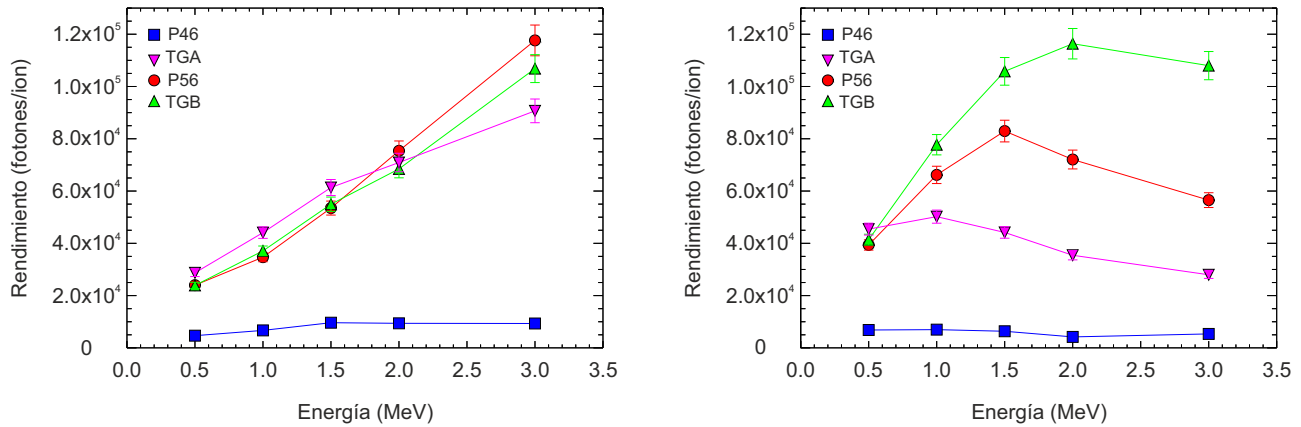


Figura 2.2: a) Eficiencia de los distintos centelladores al ser irradiados por 1 nA de partículas alfa a distintas energías. b) Eficiencia de los distintos centelladores al ser irradiados por 1 nA de protones a distintas energías. Fuente: [14]

- **Degradación:** Como mencionamos anteriormente, la irradiación puede deteriorar el centellador inhibiendo la emisión de luz. La intensidad de la emisión tendrá una dependencia con la fluencia de partículas que llegan hasta el material (número de partículas incidentes por unidad de área). Esperamos un gran número de partículas ionizando el centellador usado para el detector FILD en reactores como ITER, por lo que el estudio de esta característica es de vital importancia [25].

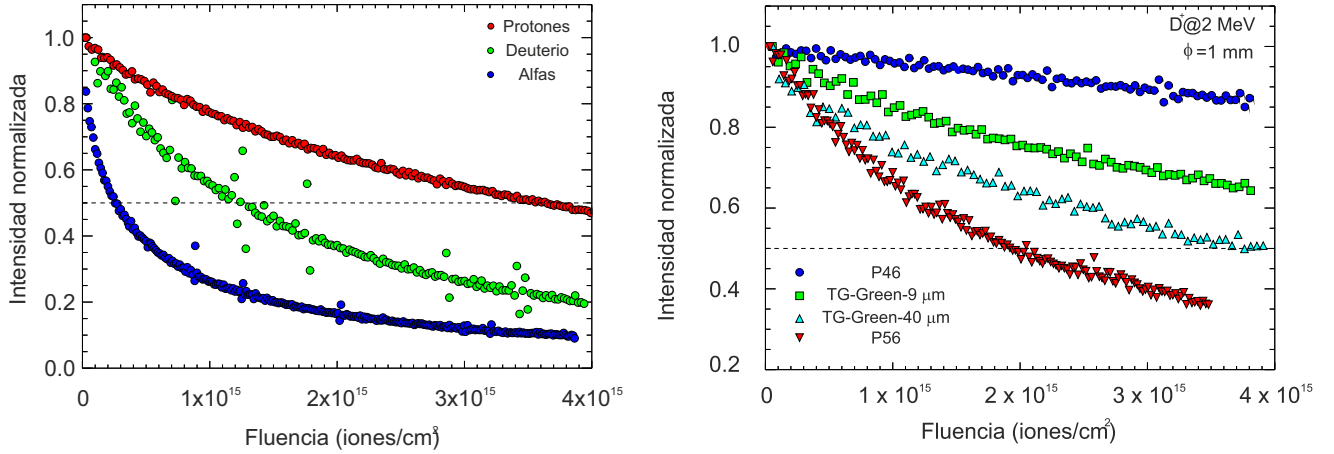


Figura 2.3: a) Intensidad de fotones emitidos vs Fluencia de deuterio (P46, TG-Green-a, TG-Green-B y P56). b) Intensidad de fotones emitidos vs Fluencia de distintas partículas (TG-Green-A). Fuente: [14]

Vemos que todos los materiales presentan una dependencia similar, así como un mismo material la presenta para distintas especies iónicas. Describimos la inhibición de la luz utilizando el Modelo de Black-Birk [26]:

$$L(F) = \frac{L_0}{1 + \frac{F}{F_{1/2}}} \quad (2.2)$$

F representa la fluencia, L_0 es el valor de la intensidad de luminiscencia inicial y $F_{1/2}$ nos dice la fluencia necesaria para disminuir la intensidad de luminiscencia a la mitad. Estudiando este último parámetro podemos conocer cuántos pulsos de partículas podemos irradiar un centellador hasta que este pierda su eficiencia.

- **Degradación en función de la temperatura:** Así como la fluencia de partículas inhibe la luminiscencia, la temperatura también lo hace. Se esperan temperaturas elevadas en ITER, lo que hace necesario el estudio de esta característica. Debido a los resultados anteriores, se descartó el centellador P46 como candidato dada su baja eficiencia y sólo se midieron P56 y TG-Green para distintas temperaturas. Como observamos en la siguiente imagen, TG-Green presenta una considerable inhibición por efecto de la temperatura.

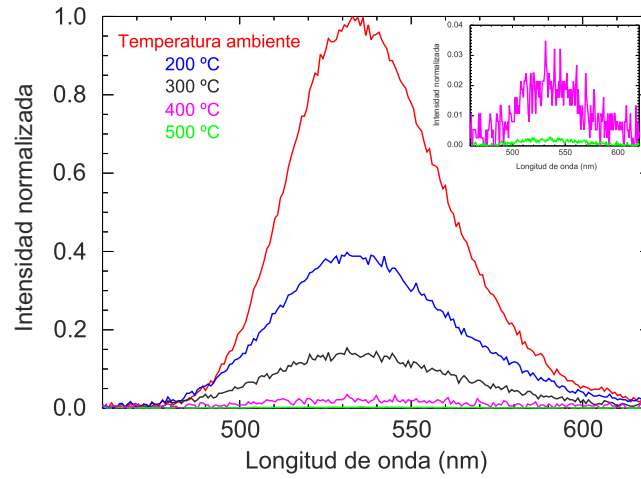


Figura 2.4: Descenso de los fotones emitidos con la temperatura para TG-Green. Fuente: [14]

- Tiempo de decaimiento:** Hemos hablado en la sección previa sobre el efecto adverso denominado afterglow. Necesitamos conocer el tiempo de decaimiento de los materiales centelladores y cómo este evoluciona con la temperatura para saber cuál es más óptimo para el estudio de pérdidas de iones rápidos. Para medir dicha característica se utilizan fotomultiplicadores (PMT). En la siguiente figura podemos observar cómo la temperatura no afecta a esta característica (se ha medido a temperatura ambiente y a distintas temperaturas (en un rango de 100-400°C)), así como que TG-Green presenta un tiempo mucho más bajo (350-500 s) que P56 (0.8-1 ms).

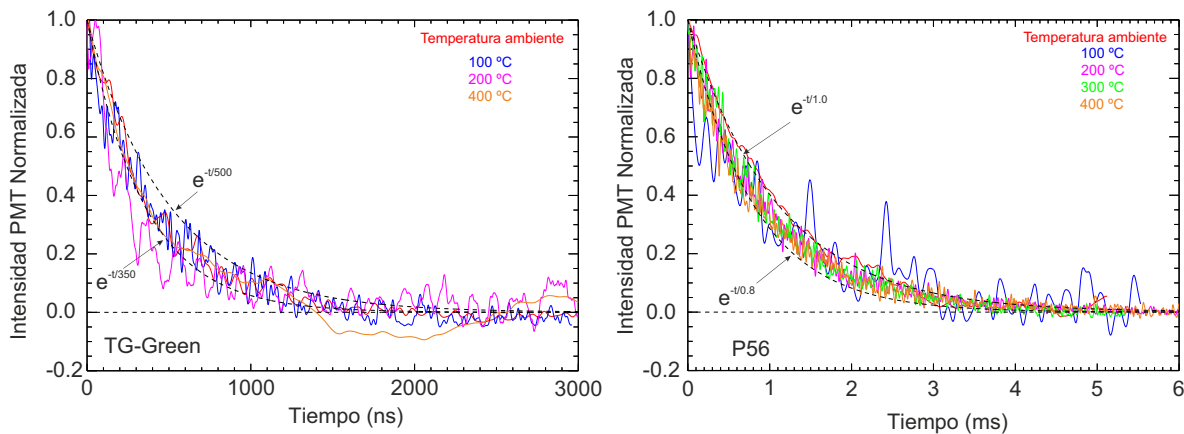


Figura 2.5: a) Evolución temporal de la intensidad normalizada de un único pulso luminoso para diferentes temperaturas de la muestra TG-Green. b) Evolución temporal de la intensidad normalizada de un único pulso luminoso para diferentes temperaturas de la muestra P56. Fuente: [14]

En resumen, TG-Green presenta una eficiencia mayor que el resto de candidatos a temperatura ambiente, si bien esta disminuye a temperaturas a las que esperamos trabajar en ITER, por lo que podría parecer un mejor candidato P56. No obstante, debido al largo tiempo de decaimiento de este se hace inviable para ser utilizado. El bajo rendimiento de TG-Green a temperaturas altas podría balancearse por la alta fluencia de iones que se esperan, o bien utilizar un sistema de refrigeración. TG-Green es, por lo tanto, el mejor candidato para ser usado como centellador en el detector FILD y; de hecho, está siendo usado en ASDEX Upgrade (tokamak en funcionamiento en el Max-Planck-Institut für Plasmaphysik [27]). No obstante, encontramos un problema para utilizar este material y es que actualmente no existe una compañía que aporte placas metálicas como las que se usan en FILD con un recubrimiento de dicho material. Se hace necesario por lo tanto encontrar un método fácil y rentable de depositar dicho centellador. En la siguiente sección discutiremos las principales técnicas de revestimiento y escogeremos una para realizarla.

2.3. Métodos de revestimiento de fósforo.

Los métodos de revestimiento de fósforo centellador son usados habitualmente en la industria de luces LED. Los principales procesos usan polímeros como adhesivos debido a que estos evitan efectos perjudiciales para la luminiscencia como la creación de defectos indeseados [28]. A continuación discutiremos las principales técnicas de revestimiento:

- **Sedimentación:** Este método es usado comúnmente para revestir vidrio. El fósforo es añadido en forma de polvo a una disolución electrolítica y mezclado con un compuesto de silicio [13]. Se forman puentes de dicho elemento entre el cristal y el fósforo, adhiriendo estos. El último paso consiste en retirar la disolución y secar la pantalla de vidrio. (Figura 2.6).

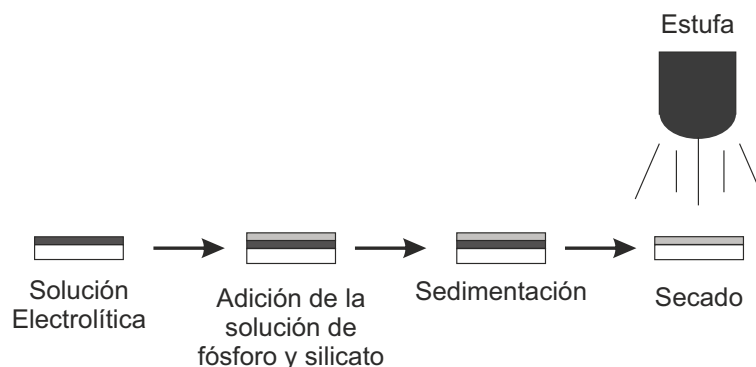


Figura 2.6: Proceso de sedimentación.

- **Método de Slurry:** Una suspensión de fósforo en forma de polvo y alcohol de polivinilo (PVA) es añadido a una solución de dicromato. Dicha solución provocara que la mezcla final sea fotosensible. A esta mezcla la llamamos slurry. Una vez que dicha disolución se asienta la expondremos a radiación ultravioleta y la reacción fotoquímica que tiene lugar adhiere el fósforo a la placa.
- **Phototacky Process:** Una sal de diazonio es disuelta en una disolución polímera, creando una mezcla que se vuelve adhesiva al ser expuesta a radiación. Emitimos radiación ultravioleta y añadimos el fósforo, que se verá pegado a la placa.
- **Electroforesis:** Depositaremos una suspensión de fósforo en forma de polvo sobre una placa conductora. Utilizando un potencial eléctrico entre esta placa y otra, podremos crear una migración de iones entre ambas. Eligiendo los iones que van a migrar y su concentración podremos provocar que estos interactúen con los granos de fósforo adhiriéndolos a la placa sobre la que se encuentran. Esta placa presentará una densidad y uniformidad mayor que en el resto de métodos anteriormente comentados, pero tendrá a su vez una adhesión más frágil [29].

Estudios previos realizados por el CIEMAT [30][31] han determinado que el método más conveniente para revestir materiales centelladores para su uso en el estudio de pérdidas de iones es el proceso de sedimentación, debido a su facilidad de reproducibilidad y el bajo coste económico que conlleva, así como permitir crear placas uniformes. Cuando describimos dicho método mencionamos que este envuelve una disolución electrolítica con un compuesto de silicio, ya que se adhiere fósforo a un vidrio. Por nuestra parte, queremos revestir una placa metálica ya que esta se usará como una copa de Faraday en el detector FILD, así como reflejará los fotones que se produzcan por luminiscencia. Es debido a esto que nosotros usaremos un aglutinante comercial que permita adherir al metal como adhesivo: Docusato de Sodio ($C_{20}H_{37}NaO_7S$).

Capítulo 3

Método de sedimentación.

En el capítulo anterior hablamos de la necesidad de revestir placas metálicas con fósforo TG-Green, así como también mencionamos los principales métodos de deposición que se realizan actualmente. A continuación vamos a discutir el procedimiento que hemos realizado, que consiste en crear una disolución de fósforo en forma de polvo y de un aglutinante que sea capaz de mantenerlo unido a la placa. Previamente el equipo del centro había realizado una serie de deposiciones (depositando fósforo P11 y P47) llegando a la conclusión de que era necesario añadir alrededor de un 50 % de la cantidad de aglutinante respecto a la de fósforo. Con la intención de comprobar cómo afecta la cantidad de fósforo al proceso de deposición y al resultado final, vamos a depositar distintas muestras de material con cantidades distintas. Por otro lado, se encontraron distintos problemas al depositar TG-Green debido a que; al poseer un grano más fino que el resto de polvos, el aglutinante nos hacía perder parte de este material ya que quedaba pegado en el matraz Erlenmeyer que se usó para crear la disolución. Debido a esto se depositaron distintas muestras con diferentes proporciones aglutinante-fósforo para comprobar cómo podría afectar el hecho de disminuir el porcentaje del primero. A continuación procedemos a realizar una lista de los materiales utilizados para realizar la deposición de las muestras centelladoras:

3.1. Materiales.

- **Equipo:**

- Balanza electrónica con precisión del orden de 10^{-5} g.
- Agitador magnético con placa calefactable.
- Estufa de secado de hasta 100 °C.

■ Reactivos:

- Fósforo en polvo de los centelleadores TG-Green ($SrGa_2S_4 : Eu^{2+}$) y P47 ($Y_2SiO_5 : Ce^{3+}$).
- Agua destilada.
- Adhesivo: Docusato de Sodio ($C_{20}H_{37}NaO_7S$) con un 99 % de pureza suministrado por SIGMA ALDRICH. Referencia D-4422 50.

■ Vidrios:

- Matraz Erlenmeyer, 100 mL.
- Placa Petri, 7 cm diámetro y 1,4 cm de profundidad.
- Pipeta Pasteur.
- Vasos de precipitado, 100 mL.
- Vidrio de reloj (aunque en nuestro caso usamos unos de plástico).

■ Otros:

- Placa metálica de aluminio de dimensiones $3,3 \times 47,9 \text{ mm}^2$.
- Cinta adhesiva resistente a la temperatura.
- Imanes, que serán rotados por el agitador magnético.
- Espátula o cuchara de metal.
- Rotulador.



Figura 3.1: Imagen del material utilizado en el proceso de sedimentación.

3.2. Método de deposición.

3.2.1. Primeros pasos.

Lo primero que vamos a realizar tras limpiar bien con jabón, agua y alcohol todos los materiales, será la creación de una máscara que delimitará el área de la placa metálica donde se depositará el fósforo. Esta máscara también limitará el espesor máximo que podemos obtener. Para realizarla haremos uso de una cinta adhesiva resistente a altas temperaturas. Una vez realizado esto pesaremos en la balanza electrónica la placa metálica con y sin máscara.

3.2.2. Disolución.

A continuación vamos a crear la disolución de adhesivo y fósforo. Lo primero que debemos hacer es medir la cantidad de fósforo haciendo uso de la balanza y de un vidrio de reloj. Una vez realizado esto debemos verter el polvo en un matraz Erlenmeyer donde previamente se ha depositado un imán. Al depositarlo añadimos agua destilada, con cuidado de que no quede fósforo pegado en las paredes del matraz. En las deposiciones realizadas hemos utilizado una disolución de entre 30 a 50 mL. Depositamos el matraz sobre el agitador magnético. Este rotará el imán que hemos introducido previamente en el matraz haciendo que el polvo se disuelva creando una mezcla homogénea. Para ello dejamos que este proceso tenga lugar a 300 rpm durante 10 minutos. Mientras tanto, mediremos la cantidad de aglutinante que vamos a añadir a la disolución. En la siguiente tabla recogemos los datos de los fósforos depositados que vamos a medir mediante la técnica de ionoluminiscencia en el siguiente capítulo (Cuadro 3.1). En la tabla observamos cuatro fósforos: P47-A y P47-B, cuya diferencia radica en las cantidades de fósforo y adhesivo que se han usado para ser depositados, manteniendo la proporcionalidad entre estos dos elementos. Así comprobaremos si esta cantidad afecta a la luminiscencia de los centelladores o no. Por otra parte, encontramos TG-Green-A y TG-Green-B, cuya diferencia principal radica en la proporción adhesivo/fósforo utilizados con el fin de estudiar la dependencia de dicha proporcionalidad.

	P47-A	P47-B	TG-Green-A	TG-Green-B
Fosforo en polvo	0.8165	0.6118	1.0011	1.5030
Adhesivo	0.4143	0.3024	0.5002	0.2021
Adhesivo/Fosforo	0.51	0.49	0.50	0.14

Cuadro 3.1: Cantidades de fósforo y aglutinante utilizados durante el proceso de sedimentación.

Una vez medidas las cantidades deseadas, añadimos el adhesivo a la disolución y la elevamos a una temperatura de unos 60 °C con el fin de disolver y mezclar dicho aglutinante. Para realizar esto necesitamos que el agitador magnético disponga de una placa calefactable. Una vez que la mezcla es homogénea vertemos esta sobre una placa Petri donde previamente hemos depositado la placa metálica con la máscara (sin dejar de remover el matraz para que el fósforo no quede pegado a este y haciendo uso de otro imán para que el que se encuentra en el interior del matraz no caiga).

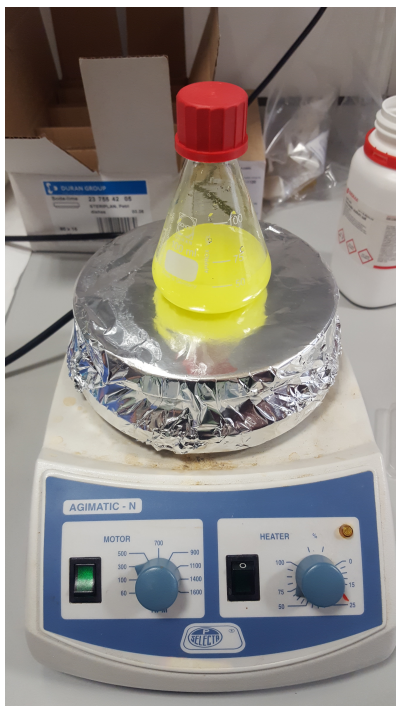


Figura 3.2: Agitación de la disolución de TG-Green mediante un agitador magnético con placa calefactable. Se busca la homogeneidad de la disolución fósforo + adhesivo..

3.2.3. Últimos pasos: Extracción de agua y secado.

Dejamos que el fósforo se deposite durante 24 horas y una vez hecho esto retiramos el agua haciendo uso de una pipeta Pasteur.

Extraemos el líquido hasta que observamos que la mezcla queda sin este pero aún húmeda, en este momento debemos dejar que se seque durante un tiempo más. Una vez que comprobamos que ya no existe humedad en la deposición, extraemos la placa metálica y la colocamos en una estufa de secado a 140°C durante tan sólo unos instantes para completar el proceso.

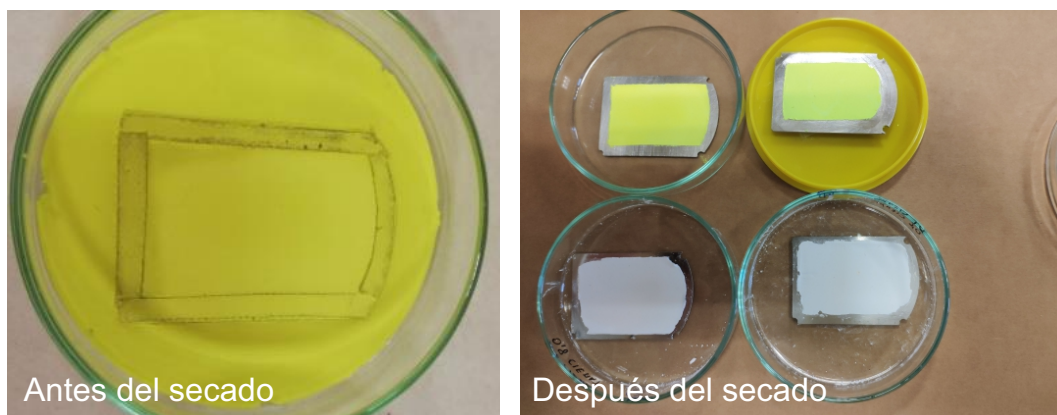


Figura 3.3: TG-Green depositado en la placa Petri antes del secado y placas revestidas por los distintos fósforos tras dicho secado.

Capítulo 4

Técnica Experimental para las Medidas de Ionoluminiscencia.

En el presente capítulo vamos a exponer el montaje experimental, describiendo sus elementos principales, y desarrollar la técnica analítica utilizada para medir las propiedades de ionoluminiscencia de los distintos centelladores depositados siguiendo el procedimiento de sedimentación descrito en el capítulo previo. El montaje experimental y la caracterización de las propiedades luminiscentes de los materiales centelladores depositados se ha llevado a cabo en el Centro Nacional de Aceleradores (CNA) de la Universidad de Sevilla, primera instalación española que contó con un acelerador de iones (desde 1998). En la actualidad cuenta con un irradiador de ^{60}Co , un escáner PET/CT y varios aceleradores: acelerador ciclotrón 18/9MeV, acelerador espectrómetro de masas de 1 MV, acelerador MiCaDas (Mini Carbon Dating System) utilizado para medir ^{14}C y el acelerador Tándem 3 MV [32]. Este último acelerador es el que utilizaremos para realizar las medidas y será descrito a continuación.

4.1. Descripción del acelerador Tándem.

4.1.1. Acelerador de partículas electrostático.

El funcionamiento de estos aceleradores consiste en la producción de iones que posteriormente son acelerados por campo electrostáticos. Dicha producción se realiza por una fuente de iones, los cuales serán extraídos de dicha fuente por un voltaje de extracción V_{ext} . Los iones son seleccionados para una determinada masa y energía gracias a distintos elementos de control de haz, cuyo funcionamiento se basa en efectos electromagnéticos y que dan forma al haz además de guiarlo.

Una vez seleccionados los iones deseados estos son dirigidos hasta la muestra que se pretende analizar [33]. Dependiendo del número de pasos realizados para acelerar los iones, un acelerador de partículas puede ser:

- **Lineal:** Los iones de carga q son acelerados por un voltaje V que, sumado al voltaje de extracción, da la siguiente energía máxima a los iones:

$$E = q(V + V_{ext}) \quad (4.1)$$

- **Tándem:** Los iones son acelerados en dos pasos. En el primero los iones poseen una carga negativa de $1 e^-$ y son acelerados por un voltaje V hasta un stripper, que es un elemento (usualmente un gas) que interacciona con ellos cambiando su carga a una positiva de valor q . Una vez los iones poseen la nueva carga son acelerados de nuevo por el voltaje V . Su energía máxima será en este caso:

$$E = qV + e(V + V_{ext}) \quad (4.2)$$

El acelerador utilizado para las medidas realizadas en este trabajo pertenece a este grupo. A continuación haremos una descripción más detallada del mismo.

4.1.2. Acelerador Tándem de 3 MV del CNA.

El acelerador utilizado para realizar las medidas de ionoluminiscencia es un acelerador Tándem tipo Pelletron modelo 9SDH-2 de 3 MV, fabricado por National Electrostatic Corporation (NEC). Una vez que los iones con los que se pretende trabajar son producidos por la fuente de iones estos son seleccionados por deflectores magnéticos e inyectados en el tanque del Tándem donde son acelerados gracias a la existencia de una diferencia de potencial entre el centro de la columna y los extremos. Para ello un conductor situado en el centro del tanque llamado terminal se carga hasta alcanzar un potencial del orden de MV. La producción de dicho voltaje se produce por medio de cadenas móviles constituidas por cilindros metálicos que reciben el nombre de pellets, mientras que una serie de anillos proporciona la diferencia de voltaje de manera continua, uniformando así el campo eléctrico. A la salida del stripper encontraremos distintas especies iónicas indeseadas. Separaremos la especie iónica deseada del resto haciendo uso de un imán analizador. Una vez todos estos pasos han sido realizados, el haz pasa a una de las distintas líneas de operación del acelerador gracias a un imán selector. Las distintas líneas de experimentación presentes en el CNA son: línea de física nuclear básica, de microsonda de partículas, de implantación, de canalización iónica, de haz externo y línea de cámara universal (esta será la utilizada para nuestras medidas).

En la siguiente figura podemos observar una fotografía de la sala del acelerador junto a las distintas líneas de experimentación y un esquema del acelerador utilizado.

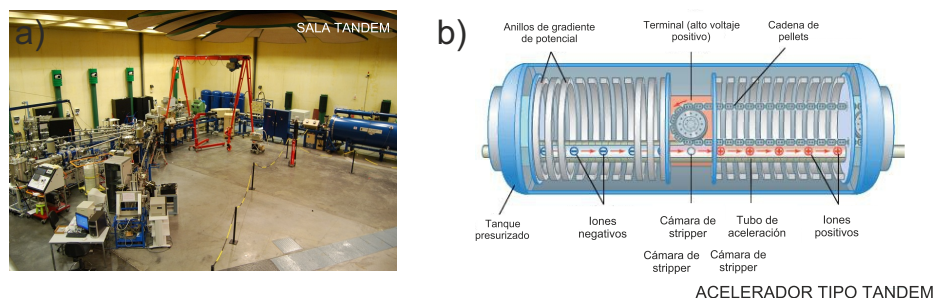


Figura 4.1: a) Sala Tándem en el CNA. b) Acelerador Tándem de tipo pelletron. Fuente: [14].

4.2. Montaje experimental para la caracterización de muestras centelladoras.

Tal y como acabamos de mencionar, el último paso para realizar medidas de ionoluminiscencia con un acelerador electrostático consiste en una cámara donde se depositarán las muestras a estudiar. Para nuestras medidas contaremos con el sistema compuesto por la cámara universal que se encuentra en la línea de 0° del acelerador tándem, un cable de fibra óptica, un espectrómetro y un sistema de adquisición (ordenador). Por otro lado, necesitamos un integrador de corriente que mida la intensidad del haz de iones. A continuación describiremos cada uno de los elementos de dicho sistema (Figura 4.2).

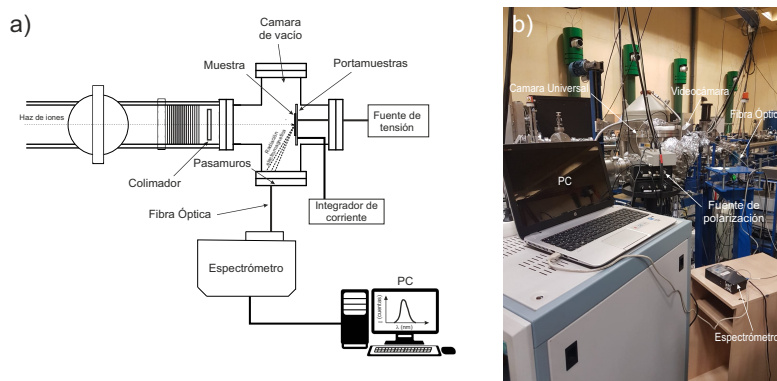


Figura 4.2: a) Esquema del montaje experimental utilizado para aplicar la técnica de ionoluminiscencia. b) Foto del montaje mostrando los elementos principales.

4.2.1. Cámara universal.

Se trata de una cámara para la realización de distintas técnicas de análisis con haces de iones que se encuentra provista de una bomba de vacío, también lleva acoplada a uno de sus puertos una videocámara que permite la monitorización en tiempo real para facilitar así la localización del haz sobre la muestra. A la entrada de la cámara existe un sistema de colimación que permite que el haz llegue a un área de irradiación bien definida y con un diámetro de 0.5, 1 y 3 mm. El portamuestras rectangular ($150 \times 122 \text{ mm}^2$) permite introducir simultáneamente un gran número de muestra. Se encuentra aislado eléctricamente y unos motores de paso permiten controlar el movimiento del portamuestras a lo largo de las direcciones X-Y con lo que nos aseguramos de irradiar regiones que previamente no habían sido dañadas y también estudiar varias muestras sin la necesidad de tener que ventear la cámara en cada medida. Se usará como copa de Faraday (Farady Cup) para conocer la corriente incidente sobre las muestras. Para ello se polarizará a +300 V con el objetivo de recolectar los electrones secundarios emitidos por la irradiación que falsearían las medidas de la intensidad. Un integrador de corriente se encarga de la cuantificación de la corriente recolectada. La polarización se lleva a cabo con una fuente de tensión [34]. Un cable de fibra óptica de 1 mm de diámetro que transmite en el espectro UV-Visible y que se encuentra fijo a uno de los pasamuros de la cámara a una distancia de 190 mm del portamuestras. Este cable será el encargado de la recolección de una fracción de las emisiones ionoluminiscente y de la transmisión hasta el espectrómetro para su procesado y análisis.

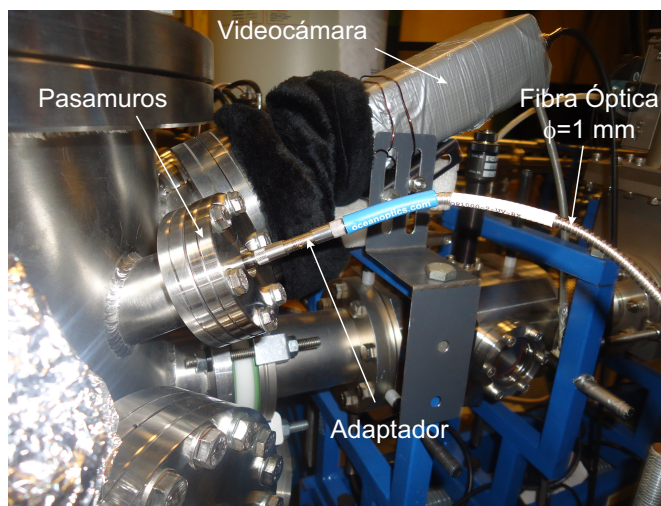


Figura 4.3: Detalle del pasamuros de la cámara universal con la fibra óptica.

4.2.2. Espectrómetro óptico.

Un espectrómetro óptico es uno de los elementos principales en las medidas de ionoluminiscencia. El cable de fibra óptica guía la luz hasta este, pasando por un conector SMA (conector de tipo roscado utilizado en microsondas). El tamaño de la apertura del mismo determina la cantidad de luz capaz de entrar en el dispositivo y un filtro limita el ancho de banda. La luz es reflejada y colimada por un espejo hacia una red de difracción que la dispersará en las diferentes longitudes de onda que la constituyen. La luz es reflejada de nuevo por otro espejo hacia una cámara CCD formada por una red de 2D de píxeles. A cada píxel le corresponderá un rango de longitud de onda de modo que un fotón con una determinada longitud de onda incidirá sobre el píxel que cubre el rango en el cual dicha longitud pertenece. El espectrómetro nos brindará así un espectro en el que se registra un número de cuentas por fotones incidentes con una longitud de onda para un determinado tiempo de adquisición [33]. Para las medidas de ionoluminiscencia en el CNA se utilizó un espectrómetro compacto (Modelo QE65000 de Ocean Optics) que presenta una alta sensibilidad y que permite medir radiaciones electromagnéticas en el rango de longitudes de onda de 200-1100 nm con una resolución espectral de 1-2 nm. Las señales medidas por el espectrómetro fueron analizadas con el software de Ocean Optics: SpectraSuite que nos permite obtener los espectros de emisión de los centelladores irradiados. Para el set de medidas que se han realizado el tiempo de exposición se fijó en 1 s para las medidas de la eficiencia y en 200 ms para las medidas de la degradación.

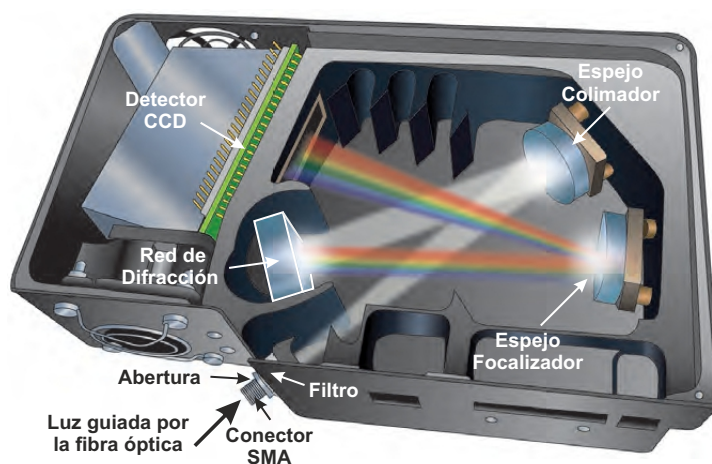


Figura 4.4: Diagrama de cómo se transmite la luz a través del banco óptico de un espectrómetro QE65000. Fuente: [35].

Debemos tener en cuenta que el número de cuentas registrado por los píxeles de la cámara CCD no corresponde con el número de fotones emitidos por el centellador.

Se producen ciertas pérdidas desde que los fotones son recolectados por la fibra óptica hasta que son detectados por el ordenador por distintos procesos, como puede ser el transporte en el cable de fibra óptica o la conversión de señal analógica-digital. Por estas razones se realiza una calibración del sistema óptico de adquisición mediante el uso de una fuente de luz calibrada. Para la calibración del montaje y previamente al desarrollo de este trabajo se ha utilizado una cámara halógena de tungsteno HL-2000-CAL que proporciona valores de intensidad de luz tabulados. El esquema de la calibración usando la fuente calibrada se presenta en la siguiente figura:

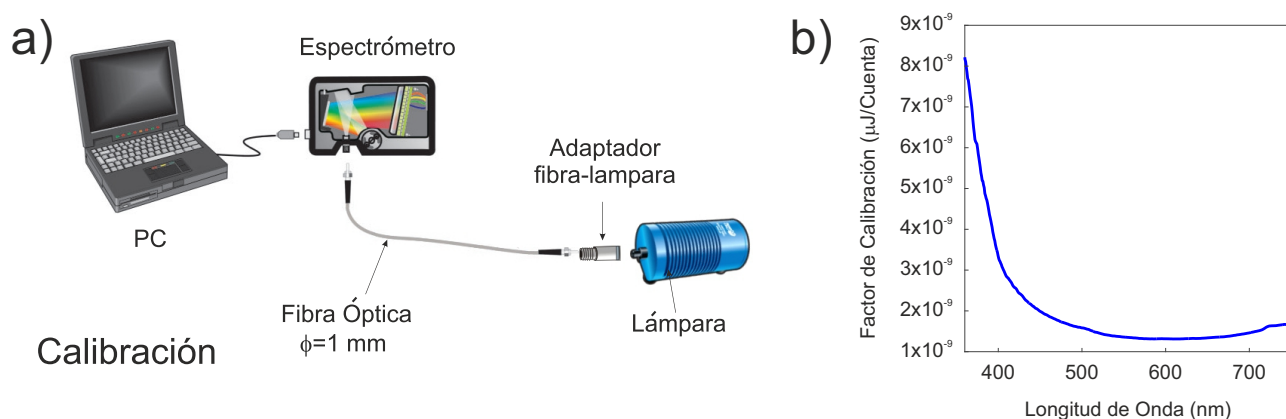


Figura 4.5: a) Montaje experimental para realizar la calibración en rendimiento del sistema de adquisición. Fuente: [14] b) Curva de calibración obtenida.

4.3. Procedimiento de análisis de datos.

A continuación hablaremos del tratamiento que nos permite inferir la tasa de fotones a la entrada de la fibra óptica a partir del espectro proporcionado por el espectrómetro (es decir, aquel que nos mostrará el número absoluto de fotones que recolectados por la fibra óptica).

1. Uno de los pasos fundamentales en el procesamiento de la señal del espectrómetro consiste en la substracción del fondo para que este no interfiera en nuestra medida. El software del espectrómetro permite hacer una substracción previa del fondo a los espectros medidos mediante la adquisición de un espectro ante de comenzar la irradiación de la muestra. Sin embargo, durante la medida de los espectros se puede producir un cambio en el fondo adicional que hace que los espectros presenten un valor de fondo distinto del adquirido. Para solucionar este problema se elige una región del espectro donde no exista luminiscencia y promediaremos un valor medio de esta.

Una vez realizado esto sustraeremos ese valor del espectro, asegurándonos que los puntos negativos resultantes de esta sustracción se hacen 0. En la siguiente figura vemos un espectro con el fondo sustraído.

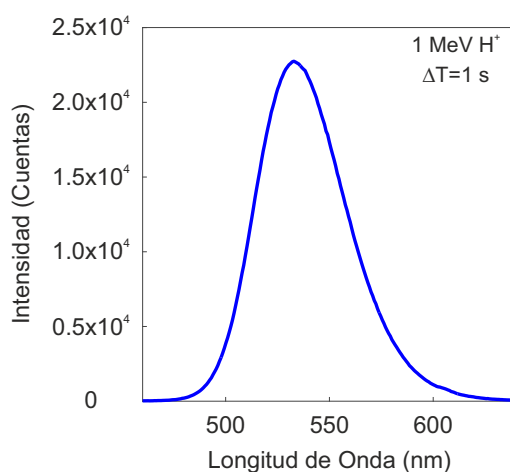


Figura 4.6: Intensidad de emisión dada en unidades digitales (cuentas) frente a la longitud de onda. El espectro corresponde al obtenido al irradiar protones a 1 MeV al TG-Green comercial con un tiempo de exposición de 1 s.

2. Una vez sustraído el fondo de los espectros usaremos la curva de calibración obtenida gracias a la lámpara de calibración de tungsteno (podemos ver la curva en torno a la región del pico del espectro en la Figura 4.7).

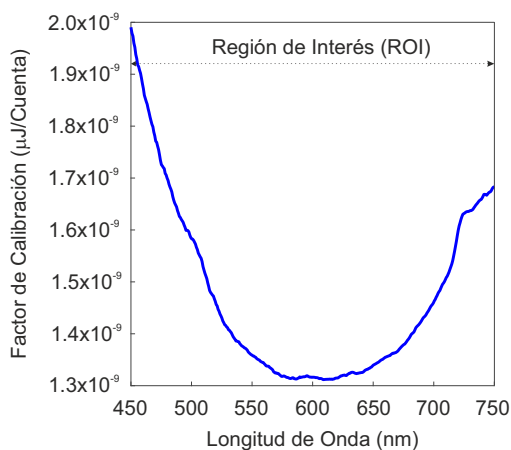


Figura 4.7: Curva de calibración para la región de interés (ROI).

3. Debemos multiplicar el número de cuentas registradas por cada espectro por la curva de calibración, obteniendo un valor de energía para cada longitud de onda en lugar de cuentas digitales. Una vez conocemos este dato podemos conocer fácilmente cuántos fotones han incidido en cada pixel ya que sabemos que la energía de cada uno de estos fotones es $E_{foton} = \frac{hc}{\lambda}$, siendo h la constante de Planck, c la velocidad de la luz en el vacío y λ la longitud de onda del fotón. Al dividir la energía total registrada para una longitud de onda dada por el valor correspondiente a la energía de un fotón con esta longitud de onda obtendremos el número de fotones que han sido recolectados por la fibra óptica durante el tiempo de adquisición especificado para cada media. Debemos dividir este valor entre el tiempo de adquisición (Δt) para así conocer los fotones registrados por segundo (tasa de emisión). Sea $I(\lambda)$ el número de cuentas registradas para cada longitud de onda y C el valor del factor de calibración ($\frac{\mu J}{Cuenta}$), en tal situación la expresión para obtener la tasa de fotones para cada longitud de onda viene dada por:

$$\Gamma_{\gamma}(\lambda) = \frac{\lambda \times C(\lambda) \times I(\lambda)}{\Delta t \times h \times c} \quad (4.3)$$

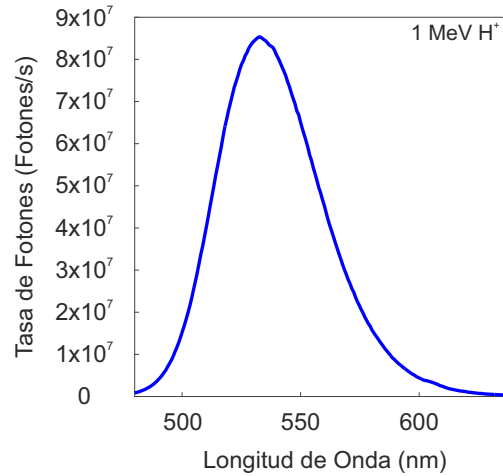


Figura 4.8: Intensidad de emisión absoluta frente a la longitud de onda obtenido al tener en cuenta la calibración.

Una vez tenemos el espectro transformado, en unidades de fotones/s, escogemos una región de interés (ROI - Region Of Interest) de longitudes de onda donde exista emisión y sumamos para la ROI el número de fotones para cada longitud de onda y así obtendremos el número de total de fotones por segundo que han llegado a la fibra óptica.

Sea $ROI \in [\lambda_1, \lambda_2]$, la tasa absoluta de fotones/s que han llegado a la fibra viene dada por:

$$\Gamma_{\gamma}^{Fibra} = \sum_{\lambda=\lambda_1}^{\lambda_2} \Gamma_{\gamma}(\lambda) \quad (4.4)$$

Debido a que las fluctuaciones de la tasa de fotones/s dependerán de la fluctuación de la intensidad de protones incidentes, realizaremos varias medidas con el fin de promediar el valor obtenido en estas y tomar este valor como la tasa absoluta de fotones emitidos por el centelleador que llegan a la fibra óptica. Una vez realizado esto debemos tener en cuenta que la fibra óptica tan sólo recoge los fotones emitidos en el ángulo sólido sustentado por la entrada de dicho cable respecto al material centellador irradiado. Suponiendo que el centellador emite de forma isotrópica y siendo $\Gamma_{\gamma}^{Centelleador}$ el número total de fotones/s emitidos por el centellador (Ver Figura 4.9) se obtiene que:

$$\Gamma_{\gamma}^{Centelleador} = \frac{4\pi}{\Omega} \times \Gamma_{\gamma}^{Fibra} \quad (4.5)$$

Donde Ω es el ángulo sólido mencionado que puede calcularse a partir de la sección del cable de fibra óptica (S) y la distancia de este hasta el material centellador (d) a través de la expresión $\Omega = \frac{S}{d^2}$. Para nuestro montaje experimental, el ángulo solido sustentado por la fibra es aproximadamente $2,2 \times 10^{-5}$ sr.

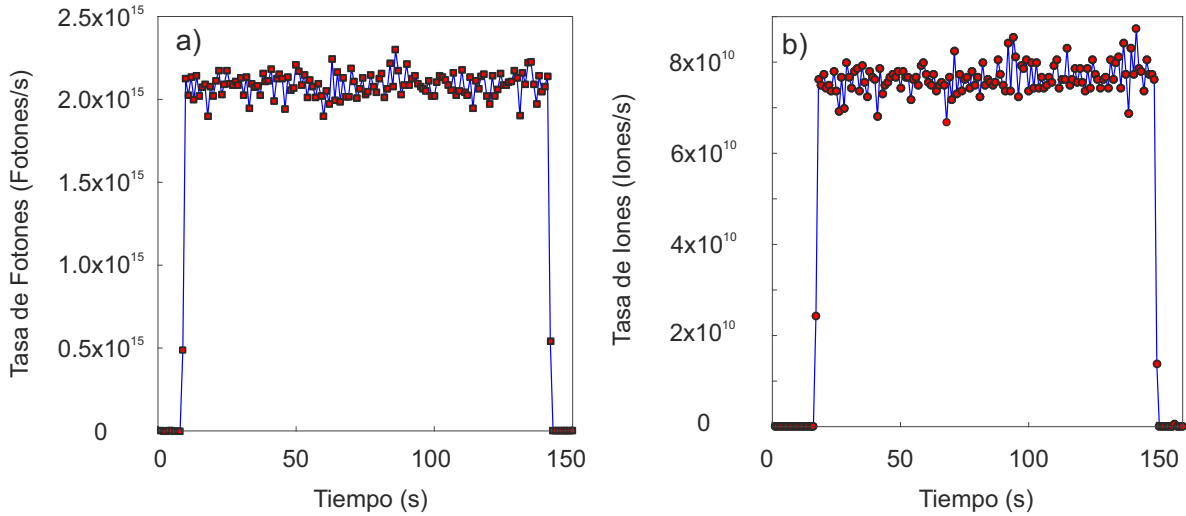


Figura 4.9: a) Evolución temporal de la tasa de emisión de fotones y b) la tasa de incidencia de iones durante una medida. Las fluctuaciones de luminiscencia se deben a las fluctuaciones de la corriente de iones. Las medidas corresponden a la irradiación de protones a 1 MeV sobre el TG-Green-B.

En el siguiente capítulo se aplicara el procedimiento de análisis descrito a cada una de muestras centelladoras lo cual permitirá obtener las propiedades luminiscentes (rendimiento y degradación) de las muestras analizadas.

Capítulo 5

Resultados Experimentales.

En este capítulo mostraremos los resultados experimentales obtenidos al aplicar el método analítico descrito en el capítulo previo para analizar las propiedades ionoluminiscentes (eficiencia y degradación) de los centelladores que se depositaron por el proceso de sedimentación. En la siguiente figura podemos apreciar las distintas placas sobre el portamuestras.

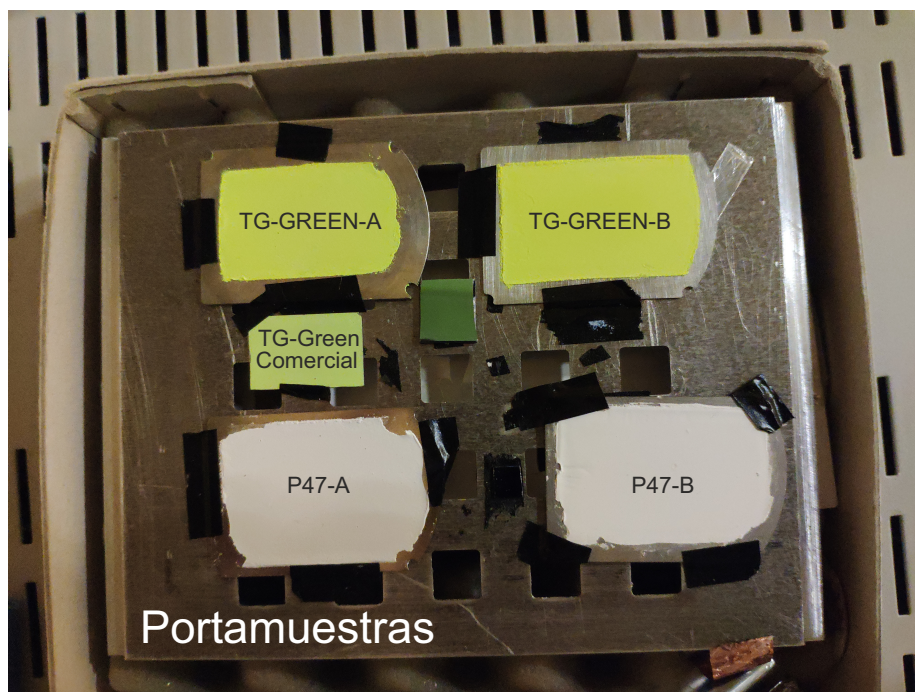


Figura 5.1: Centelladores analizados sobre el portamuestras antes de ser analizados.

Estudiaremos el espectro de la luz emitida por los distintos materiales, así como la eficiencia de estos al ser irradiados.

Por último, compararemos el comportamiento de uno de los centelladores TG-Green depositados con el suministrado por la empresa, analizando la degradación de la luminiscencia y la dependencia de esta con la corriente de iones. Las principales diferencias entre estas placas fueron descritas en el capítulo 3, siendo la cantidad de fósforo+adhesivo utilizado para la deposición la principal diferencia entre P47-A y P-47-B y la proporción adhesivo/fósforo entre TG-Green-A y TG-Green-B. Para irradiar los materiales centelladores se ha seleccionado como especie iónica los protones (núcleos de hidrógeno H^+), especie presente en los actuales dispositivos de fusión nuclear. Las muestras fueron irradiadas a diferentes energías entre 1-3 MeV. Durante las medidas experimentales los flujos de haz utilizados para irradiar los fósforos de aproximadamente 9×10^{11} iones/cm² para la determinación de la eficiencia luminiscentes, y hasta un orden de magnitud mayor para los análisis de degradación.

5.1. Respuesta espectral y eficiencia de los centelleadores.

Lo primero que vamos a analizar son los espectros de ionoluminiscencia que obtenemos de los centelladores, comprobando su estructura y si hay alguna diferencia entre ellos o algún resultado no esperado. En la siguiente figura recogemos los espectros de los cinco centelladores al ser irradiados por protones a 1 MeV a una intensidad aproximada de 10 nA. Los espectros fueron adquiridos con un tiempo de exposición de 1 s. Dada la diferencia de eficiencia entre los materiales se ha normalizado la emisión de los mismos para facilitar la comparación de los mismos.

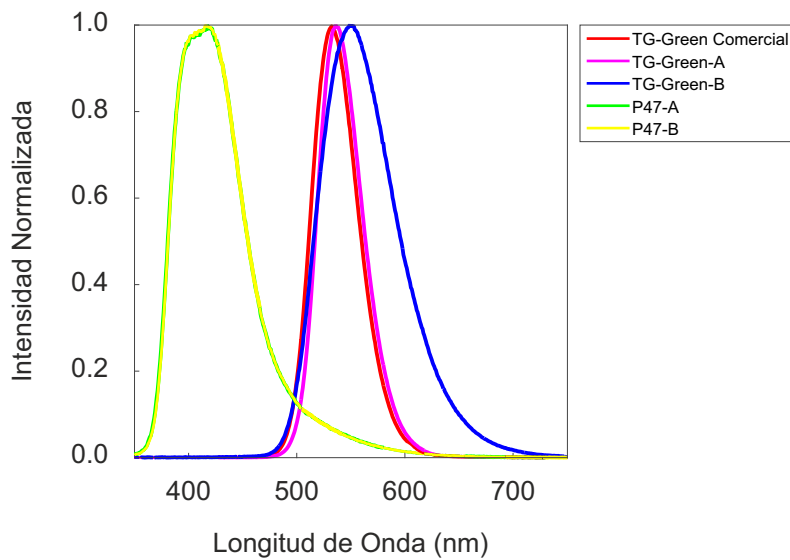


Figura 5.2: Espectros normalizados de ionoluminiscencia de los distintos materiales centelladores.

Como podemos observar, no existe diferencia entre los dos centelladores P47, ambos presentan una respuesta espectral similar, caracterizada por un espectro que presenta un pico ancho centrado en torno al mismo punto (en torno a 392 nm). Al comparar este con la bibliografía [36] observamos que nuestros fósforos depositados emiten radiación electromagnética para un máximo desplazado ligeramente a longitudes de onda más bajas (el máximo según dicha referencia se encuentra en 400 nm). Discutamos a continuación los resultados para los tres TG-Green. Si bien los tres espectros tienen una respuesta espectral similar, existen diferencias respecto a la posición del centro del pico, así como de la forma de este: TG-Green-A posee el centro de su pico desplazado hacia longitudes de onda más altas respecto al TG-Green comercial. Por otro lado, el centro de TG-Green-B se encuentra aún más desplazado hacia la derecha y tiene una cola para longitudes de onda altas. En la siguiente tabla recogemos los resultados obtenidos tras este análisis.

	Posición del Centro del Pico del Espectro (nm)	ROI (nm)
P47-A	392 ± 2	350-600
P47-B	392 ± 2	350-600
TG-Green-Comercial	533.1 ± 1	460-750
TG-Green-A	538.0 ± 2	460-750
TG-Green-B	552.3 ± 2	460-750

Cuadro 5.1: Propiedades de los espectros de ionoluminiscencia de los centelladores.

Tal y como mencionamos en el capítulo 2, una de las características principales de los centelladores es su eficiencia de luminiscencia, descrita por la cantidad de radiación electromagnética que este emite por ión incidente, que a su vez depende de parámetros como la especie iónica, su energía, etc. Siguiendo el procedimiento descrito en el capítulo anterior, obtendremos la tasa de fotones ($\Gamma_{\gamma}^{Centelleador}$) que son emitidos, así como la tasa de iones (Γ_{Iones}) que inciden sobre los centelladores. En base a ello obtenemos la eficiencia a partir de:

$$\epsilon = \frac{\Gamma_{\gamma}^{Centelleador}}{\Gamma_{Iones}} = \frac{fotones/s}{Iones/s} = \frac{fotones}{ion} \quad (5.1)$$

Irradiaremos los centelladores con protones a 1, 2 y 3 MeV. El problema que presenta este tipo de partícula es que para altas energías estos atraviesan el material sin depositar toda su energía (tal y como se vio en el capítulo 2). Esto hace que la eficiencia decaiga en algunos centelladores para protones a 2 y 3 MeV, haciendo posible la comparación de todos ellos tan sólo para 1 MeV. El espesor de las muestras será por lo tanto determinante para la eficiencia a altas energías. En la siguiente figura podemos observar los resultados obtenidos tras estas medidas (Figura 5.3).

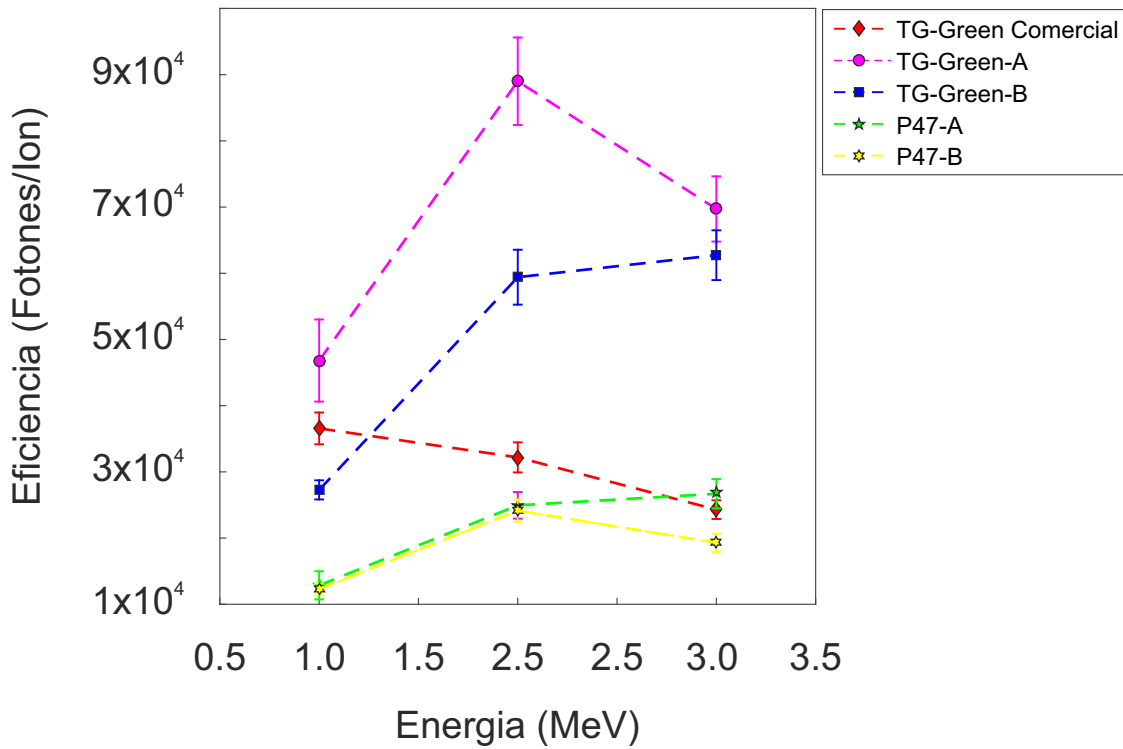


Figura 5.3: Eficiencia de ionoluminiscencia frente a la energía del haz de protones.

Empezaremos analizando el comportamiento de los materiales P47-A y P47-B. Como vemos estos poseen las eficiencias más bajas de todas para 1 MeV, coincidiendo la eficiencia de ambos. Al aumentar la energía de los protones aumenta de igual modo la eficiencia de los dos hasta que llegamos a 3 MeV y vemos que mientras que en el P47-B esta decae, no lo hace así para el P47-A (si bien no aumenta considerablemente). Es posible que esto se deba a que el espesor de P47-A podría ser mayor que el espesor de P47-B, y esto puede ser debido a que para la deposición del primero se usó mayor cantidad de fósforo y adhesivo que para el segundo. No obstante, no se han realizado medidas del espesor y no podemos asegurarlo. Por otro lado, para los tres TG-Green obtenemos eficiencias cercanas para 1 MeV, si bien es el TG-Green-A aquel que posee una mayor, seguido por el centellador comercial y finalmente por el TG-Green-B. Al aumentar la energía de los iones incidentes hasta 2 MeV los dos TG-Green depositados muestran un aumento de eficiencia mientras que el TG-Green comercial sufre un decrecimiento de la misma dado que su espesor es menor que el de las otras muestras (según un estudio anterior del espesor por la técnica de retrodispersión de Rutherford o RBS determinó que el espesor de la muestra es de $9 \mu m$). Por último, para 3 MeV, la eficiencia sigue decreciendo para el centellador comercial y esta vez también lo hace para el TG-Green-A mientras que TG-Green-B muestra una eficiencia mayor. De nuevo el espesor de las muestras depositadas ha debido tener un papel fundamental para esta última energía.

Una muestra de que nuestras medidas son correctas sería realizar una comparativa entre los resultados para el TG-Green comercial y el TG-Green denotado como TGA analizado en el capítulo 2 (Figura 2.2.b). Este último centellador, utilizado en los estudios previos mencionados [14], es el mismo que hemos usado en estas medidas. Las eficiencias para 1, 2 y 3 MeV coinciden en ambos trabajos. El error de las medidas se ha obtenido a partir de la desviación estándar de las medidas de la tasa de fotones y de iones obtenidas siguiendo el método de análisis descrito en el capítulo anterior. A continuación mostramos en una tabla los resultados obtenidos:

	ϵ_{1MeV} (10^4 Fotones/Ión)	ϵ_{2MeV} (10^4 Fotones/Ión)	ϵ_{3MeV} (10^4 Fotones/Ión)
P47-A	1.3 ± 0.2	2.5 ± 0.2	2.7 ± 0.2
P47-B	1.2 ± 0.1	2.4 ± 0.1	1.9 ± 0.1
TG-Green-Comercial	3.7 ± 0.2	3.2 ± 0.2	2.4 ± 0.1
TG-Green-A	4.7 ± 0.6	8.9 ± 0.6	7.0 ± 0.5
TG-Green-B	2.7 ± 0.1	5.9 ± 0.4	6.3 ± 0.4

Cuadro 5.2: Eficiencia de los centelladores al ser irradiados por protones a distintas energías a temperatura ambiente.

5.2. Estudio de la linealidad de emisión con el flujo de iones.

Una de las características que se busca en los centelladores para su uso como detectores de partículas es la linealidad de la intensidad de emisión de ionoluminiscencia con el flujo de iones incidentes. Con el objetivo de estudiar esta característica en nuestros centelladores, vamos a analizar la tasa de fotones emitidos por estos frente a la tasa de iones que han incidido sobre ellos. Para los estudios de linealidad, haces de iones de hidrógeno a 1 MeV y con intensidades de corriente comprendidas entre 10-50 nA fueron usados para irradiar dos de las muestras centelladoras: el TG-Green comercial y el TG-Green-B. En la siguiente figura podemos observar los resultados experimentales junto a sus correspondientes ajuste lineales (Figura 5.4). Como vemos, los datos experimentales de ambos centelladores se adecuan bien al comportamiento lineal esperado. La pendiente de la recta obtenida, por otra parte, debe coincidir con la eficiencia de los centelladores para la especie con la que han interactuado y la energía de esta. Es decir, para protones a 1 MeV.

Esto es debido a que como indicábamos, la eficiencia es la relación de fotones emitidos por ión recibido y esa es la relación que muestra la pendiente de la recta:

$$Pendiente = \frac{Fotones/s}{Iones/s} = \frac{Fotones}{Ion} = Eficiencia \quad (5.2)$$

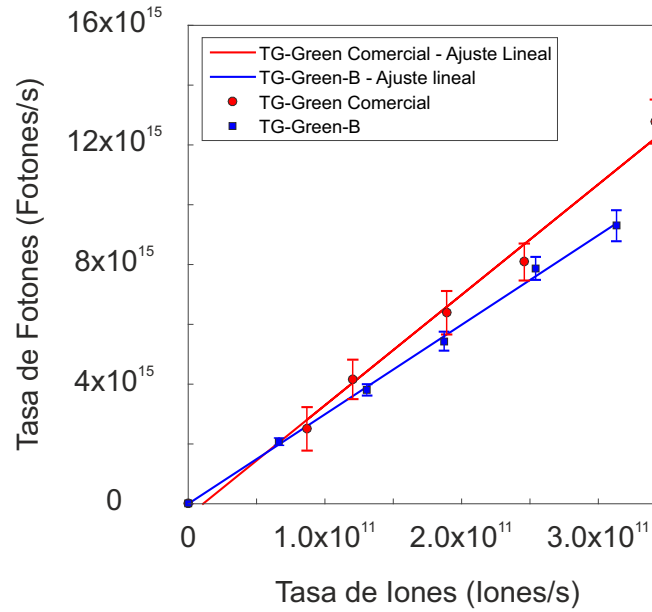


Figura 5.4: Tasa de fotones emitidos frente a tasa de iones incidentes. Se han representado también sus correspondientes ajustes lineales.

En la siguiente tabla recogemos las eficiencias calculadas por ambos métodos: el descrito en el punto anterior (ϵ_I) y la obtenida por el ajuste lineal (ϵ_{II}). El error de la eficiencia 2 se debe al error del ajuste lineal. Como vemos estas coinciden dentro de los errores considerados. Esto es una muestra de la validez de las medidas. Se representará también el coeficiente de correlación r^2 del ajuste lineal, que nos dice cuan bueno es el ajuste cuanto más se acerca su valor a la unidad.

	ϵ_I (10^4 Fotones/Ión)	ϵ_{II} (10^4 Fotones/Ión)	r^2
TG-Green-Comercial	3.7 ± 0.2	3.7 ± 0.2	0.990
TG-Green-B	2.7 ± 0.1	3.0 ± 0.1	0.998

Cuadro 5.3: Eficiencias de los centelladores calculadas por dos métodos analíticos.

5.3. Degradación de la ionoluminiscencia debido a la fluencia de iones.

Otra de las características principales de los centelladores que mencionamos en el capítulo 2 es la degradación (reducción de la emisión de radiación electromagnética) que estos experimentan al sufrir daño por radiación como consecuencia de la fluencia de iones acumulada (número de iones irradiados por unidad de área). Para estudiar el comportamiento de nuestras muestras vamos a irradiar con intensidades de corriente cercanas a los 70 nA y durante un periodo de tiempo más largo que el utilizado en las medidas anteriores, comprobando así el decrecimiento de la intensidad de emisión de los materiales. Utilizaremos protones con energías de 1 y 3 MeV para irradiar el TG-Green comercial y TG-Green-B. En la siguiente imagen (Figura 5.5) se muestra el daño sufrido por uno de los materiales tras ser irradiado, produciéndose un oscurecimiento visible de la zona que ha sufrido dicha irradiación:

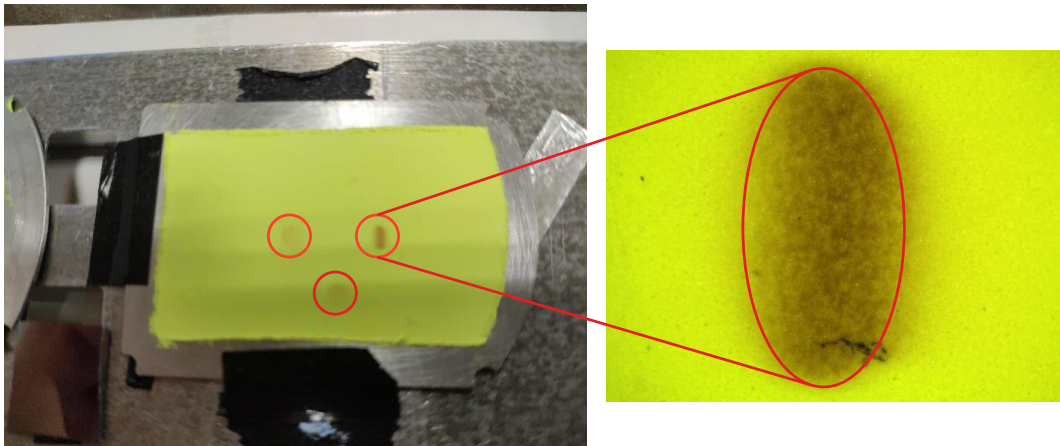


Figura 5.5: Daño en TG-Green-B debido a la fluencia acumulada.

A continuación representaremos los resultados experimentales de esta tanda de medidas (Figura 5.6.a.). Como vemos, los dos materiales analizados (TG-Green-B y TG-Green comercial) sufren un decrecimiento similar de la emisión de la radiación electromagnética al ser irradiados para una energía dada. Para hacer más fácil la comparación, la evolución temporal de la intensidad se ha normalizado respecto al máximo de la emisión y respecto a la intensidad de corriente. Si recordamos la ecuación 2.2; donde se mostraba el modelo de Black-Birk que explica cómo la fluencia afecta a la luminiscencia, introdujimos un parámetro $F_{\frac{1}{2}}$. Este factor trata de la fluencia que debemos acumular a un material centellador para que la intensidad de luminiscencia decrezca a la mitad.

Podemos estudiar su valor para los distintos materiales para las dos energías de protones incidentes y así comprobar las diferencias entre ellos. Para ello tenemos en cuenta que, partiendo de la ecuación 2.2 llegamos a:

$$\frac{L_0}{L} - 1 = \frac{F}{F_{\frac{1}{2}}}$$

Donde L_0 es la intensidad de luminiscencia inicial, L la intensidad de luminiscencia y F la fluencia. Si ahora representamos $\frac{L_0}{L} - 1$ frente a F y realizamos un ajuste lineal, la pendiente debe ser la inversa de $F_{\frac{1}{2}}$. En la siguiente figura (Figura 5.6.b) mostramos los ajustes lineales realizados y en el cuadro 5.4 veremos los valores obtenidos para el parámetro.

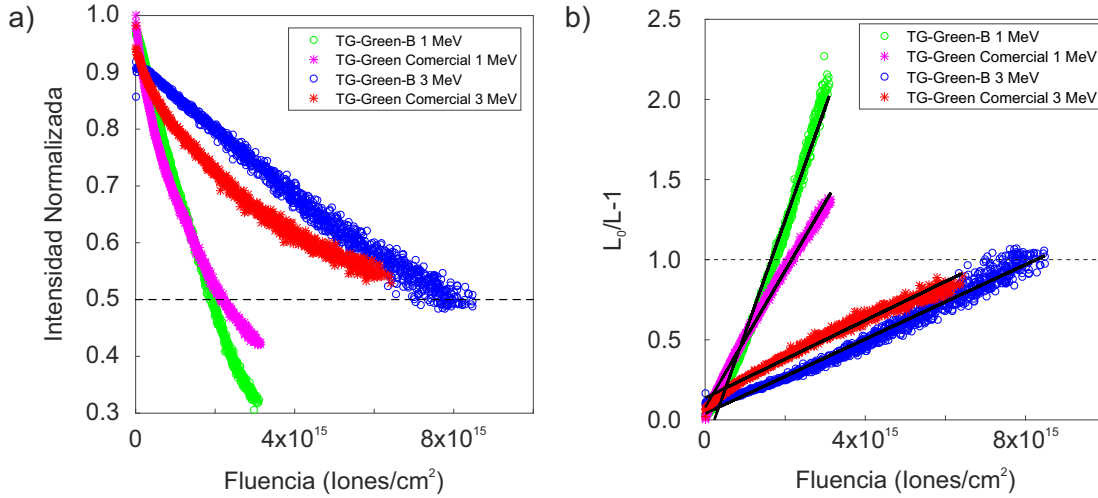


Figura 5.6: a) Decrecimiento de la luminiscencia con la fluencia de iones. b) Representación de $\frac{L_0}{L} - 1$ frente a la fluencia para dos centelleadores y dos energías diferentes. Se representa a su vez los ajustes lineales realizados para obtener $F_{\frac{1}{2}}$.

	$F_{\frac{1}{2}}$ para 1 MeV (10^{15} Iones/cm²)	$F_{\frac{1}{2}}$ para 3 MeV (10^{15} Iones/cm²)
TG-Green Comercial	2.343 ± 0.006	8.26 ± 0.04
TG-Green-B	1.419 ± 0.007	8.60 ± 0.03

Cuadro 5.4: $F_{\frac{1}{2}}$ para los distintos centelleadores para protones a 1 y 3 MeV.

Como vemos, en ambos la fluencia necesaria para degradarlos aumenta conforme la energía de los protones incidentes es mayor. El error de las medidas es aquel asociado al error del ajuste lineal. Conocer el factor $F_{\frac{1}{2}}$ es importante puesto que nos da información del flujo de partículas que puede soportar un centellador usado en FILD.

Capítulo 6

Conclusiones y perspectivas futuras.

La pérdida de partículas en el plasma de un reactor de fusión se ha convertido en uno de los principales problemas para la producción de energía eléctrica por medio de fusión nuclear. Con el propósito de estudiar estas pérdidas se ha diseñado el Detector de Pérdidas de Iones Rápidos o Fast Ion Loss Detector (FILD), el cual está constituido por un centellador que emite radiación electromagnética al ser incidido por los iones que escapan del plasma, y por un sistema que estudia dicha radiación compuesto por una cámara CCD y varios fotomultiplicadores. Estudios previos han determinado que el centellador idóneo para FILD es el denominado TG-Green dada su eficiencia de ionoluminiscencia y su respuesta rápida. Aunque actualmente no existe compañía que suministre placas metálicas revestidas por este material, sí que se puede obtener en forma de polvo. En este trabajo hemos buscado revestir varias placas con el propósito de encontrar un método que proporcione resultados satisfactorios. Se ha elegido el método de sedimentación, que consiste en la realización de una disolución de fósforo y adhesivo. Este método ha sido descrito en el capítulo 3. Siguiendo dicho método se han depositado cuatro placas: dos con P47 con distinta cantidad de fósforo y adhesivo pero con la misma proporcionalidad entre estas cantidades (50 % de adhesivo respecto a fósforo) y dos placas con TG-Green con distinta proporcionalidad (una se ha mantenido al 50 % y en la otra hemos disminuido esta proporción al 13 %). Después hemos procedido a estudiar las características de ionoluminiscencia (eficiencia y degradación) de las placas, así como de un TG-Green comercial usado en estudios previos con el propósito de que este sirva para comparar dichas características. Por una parte, con la comparación de los espectros y eficiencias de los dos materiales P47 observamos que la cantidad de fósforo y aglutinante utilizados para crear la placa no afecta al resultado final más allá del espesor de la misma. Por otro lado, las placas de TG-Green presentaron una mayor diferencia entre ellas en comparación a las dos placas de P-47.

Se encontró un mejor resultado para la placa en la que se usó un 50 % de adhesivo respecto a fósforo tanto para la eficiencia; que era mayor que la de cualquier otro material analizado, como para el espectro de luz emitida; que estaba mucho menos del dado por un TG-Green comercial que el de la placa donde se utilizó un 13 % de dicha proporción. Se midió también otras dos características de los materiales centelladores: la linealidad de la intensidad de fotones emitidos con la intensidad de iones incidentes y la degradación del material con la fluencia de los mismos. Para ello se comparó el TG-Green comercial con uno de los depositados siguiendo el método de sedimentación, obteniendo finalmente un comportamiento similar en ambos materiales. Dado que las placas de TG-Green depositadas muestran un comportamiento de degradación y eficiencia similares a la de la placa comercial, concluimos con que el método de deposición es adecuado para la deposición de centelladores con el objetivo de ser utilizados en detectores FILD. Se deja sin estudiar no obstante otras características de gran importancia para centelladores en FILD: la respuesta temporal de estos y la degradación debida a altas temperaturas. Por otro lado, sería interesante realizar un estudio de los espesores de las placas depositadas y tratar de encontrar una relación entre la cantidad de fósforo y adhesivo utilizado para la deposición y el espesor resultante de la placa revestida, con el fin de tener control de este. Así como realizar el mismo estudio seguido en este trabajo utilizando otros iones incidentes como podría ser deuterio o partículas alfa.

Bibliografía

1. *Energía Sin Fronteras (ESF)*. URL: <http://www.energiaysociedad.es/manenergia/1-1-energia-y-sociedad/>, 2010.
2. International Energy Agency (IEA). *World Energy Balance 2018: Overview*. URL: <https://webstore.iea.org/world-energy-balances-2018-overview/>, 2018.
3. *Hyperphysics*. URL: <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/NucEne/nucbin.html>, 2018.
4. J. Wesson. *Tokamaks*. Oxford University Press, Oxford, 2004.
5. H. A. Bethe. *Energy Production in Stars*. Physical Review., 55, 434-456, 1939.
6. University of Wisconsin (Madison). *Inertial Electrostatic Confinement Fusion*. URL: <http://iec.neep.wisc.edu/images/crossSections.jpg>, 2014.
7. R. Fitzpatrick. *The Physics of Plasma*. The University of Texas at Austin, Austin. URL: <http://farside.ph.utexas.edu/teaching/plasma/Plasmahtml/>, 2011.
8. École polytechnique fédérale de Lausanne (EPFL). *Plasma Physics: Introduction*. URL: edx.org/course/plasma-physics-applications-epflx-plasmaapplicationx/, 2018.
9. J. D. Lawson. *Some Criteria for a Power producing thermonuclear reactor. Technical report*. Atomic Energy Research Establishment, 1955.
10. *ITER*. URL: <https://www.iter.org/>
11. M.García y M.Rodríguez. *La Fusión Nuclear*. National Geographic. RBA 2018
12. EUROFUSION. *European Consortium for the Development of Fusion Energy*. URL: <http://www.eurofusion.org/>, 2017.
13. E. Speth. *Neutral beam heating of fusion plasmas*. Reports on Progress in Physics., 52, 57, 1989

14. M. Rodríguez-Ramos. *Caracterización absoluta y aplicación de los detectores de pérdidas de iones rápidos basados en materiales centelladores para dispositivos de fusión nuclear*. Tesis Doctoral, Sevilla, 2017.
15. R. A. Cairns. *Radiofrequency Heating in Plasmas*. Hilber, Bristol, 1991.
16. H.H. Duong y W. W. Heidbrink. *Confinement of fusion produced MeV ions in the DIII-D tokamak*. Nuclear Fusion., 33, 211, 1993.
17. R. Bilato, H.-S. Bosch, D. Breitschwerdt, R. Dux, T. Hamacher, M. Hirsch, C. Hopf, F. Jenko, R. Kleiber, H. Laqua, J.Meyer-ter-Vehn, R. Pitts, E. Poli T. Ptterich, B.D. Scott,W. Suttrop, U. v. Toussaint. *IPP Summer University for Plasma Physics*. Max-Planck-Institut fur Plasmaphysik EURATOM-Association, 2012
18. M. García-Muñoz. *Fast Response Scintillator Based Detector for MHD Induced Energetic Ion Losses in ASDEX Upgrade*. Tesis Doctoral, Mnchen, 2006.
19. E. Strumberger, S. Gnter y C. Tichmann. *MHD instabilities in 3D tokamaks*. Nuclear Fusion., 54, 064019, 2014.
20. M. N. Rosenbluth y H. P. Rutherford. *Excitation of Alfven Waves by High-Energy Ions in a Tokamak*. Physical Review Letters., 34, 1428, 1975.
21. M. Garcia-Munoz, M. Kocan, J. Ayllon-Guerola, L. Bertalot, Y. Bonnet, N. Casal, J. Gal-don,J. Garcia Lopez, T. Giacomini, J. Gonzalez-Martin, J. P. Gunn, M. C. Jimenez-Ramos, V. Kiptily, S. D. Pinches, M. Rodriguez-Ramos, R. Reichle, J. F. Rivero-Rodriguez, L. Sanchis-Sanchez, A. Snicker, G. Vayakis, E. Veshchev, Ch. Vorpahl, M. Walsh, y R. Walton et al. *Conceptual design of the ITER fast-ion loss detector*. Review of scientific instruments 87, 11D829, 2016.
22. K. L. Brown y G. W. Tautfest. *Faraday-Cup Monitors for High-Energy Electron Beams*. Review of Scientific Instruments. 27, 9, 1956.
23. G. Blasse y B. C. Grabmaier. *Luminiscent Materials*, Springer-Verlag, Berlín, 1994.
24. J. B. Birks. *Scintillations from Organic Crystals: Specific Fluorescence and Relative Response to Different Radiations*. Proceedings of the Physical Society. Section A., 64, 874, 1951.

25. M. Nishiura, T. Nagasaka, K. Fujioka, Y. Fujimoto, T. Tanaka, T. Ido, S. Yamamoto, S. Kashiwa, M. Sasao. *Development and irradiation test of lost alpha detection system for ITER*. Review of Scientific Instruments., 81, 10D313, 2010.
26. J. B. Birks y F. A. Black. *Deterioration of anthracene under particle bombardment*. Proceedings of the Physical Society. Section A, 64, 874-875, 1951.
27. *Asdex Upgrade*. URL: <https://www.ipp.mpg.de/16195/asdex>.
28. W. M. Yen, S. Shionoya y H. Yamamoto. *Practical applications of phosphors*. Taylor and Francis Group, 2007.
29. J. Yum, S. Seo, S. Lee y Y. Sung. *Comparison of Y3Al5O12:Ce005 Phosphor Coating Methods for White Light Emitting Diode on Gallium Nitride*. International Symposium on Optical Science and Technology, San Diego, CA, United States, 2001.
30. A. Bracieros-Adrados. *Caracterización cuantitativa de detectores luminiscentes para plasmas de fusión*. Tesis Doctoral, Madrid, 2005.
31. B. Zurro, C. Burgos, K. J. McCarthy y L. Rodriguez-Barquero. *Design of luminescent detectors for the TJ-II device*. Rev. Sci. Instrum., 68, 680, 1997.
32. M.A. Respaldiza, F.J. Ager, M. Barbadillo-Rank, J. García López, F. J. Madrigal y M. D. Ynsa. *A 3 MV Tandem accelerator at Seville: The First IBA facility in Spain*. Proceedings of the OECD/NEA Workshop on Ion and Slow Positron Beam Utilization, 187-192, 1998.
33. D. Bachiller. *Ion-irradiation-induced damage in nuclear materials Case of study of a SiO2 and MgO*. Tesis Doctoral, Madrid, 2016.
34. M.C. Jimenez Ramos. *Caracterización de partículas calientes mediante técnicas analíticas avanzadas*. Tesis Doctoral, Sevilla, 2013.
35. *SpectraSuite Spectrometer Operating Software*. URL: <http://www.oceanoptics.com/>.
36. *ProxiVision. Phosphor Screens*. URL: <https://www.proxivision.de/datasheets/Phosphor-Screen-PR-0056E-03.pdf/>.

Índice de figuras

1.1.	Consumo eléctrico per cápita Vs. IDH. Fuente: Energía Sin Fronteras [1].	6
1.2.	Producción de energía según país en 2016. Fuente: IEA [2].	7
1.3.	Fuentes de energía primarias en 1971 y 2016. Fuente: IEA [2].	8
1.4.	Energía de enlace por nucleón vs Número de nucleones. Fuente: [3].	9
1.5.	Secciones eficaces de las distintas reacciones de fusión en función de la energía de los núcleos. Fuente: [6].	10
1.6.	Representación del potencial nuclear (electromagnético + nuclear fuerte) en función de la distancia al núcleo.	11
1.7.	a) Producción del campo toroidal [4]. b) Deriva de las partículas en geometría toroidal [11].	14
1.8.	Esquema de un Tokamak completo [12].	15
1.9.	Esquema del eyector de partículas neutras. Fuente: [14].	17
1.10.	Esquema de un sistema FILD. Fuente: [14].	20
2.1.	a) Luminiscencia intrínseca: El electrón puede desexcitarse desde un estado deslocalizado o un estado localizado (defecto puntual). b) Luminiscencia extrínseca: las impurezas actúan como estados permitidos. c) Afterglow: El electrón es excitado hasta la banda de conducción, quedando después atrapado por un estado cercano a esta. Tras un tiempo se desexcita produciendo luminiscencia.	22
2.2.	a) Eficiencia de los distintos centelladores al ser irradiados por 1 nA de partículas alfa a distintas energías. b) Eficiencia de los distintos centelladores al ser irradiados por 1 nA de protones a distintas energías. Fuente: [14]	24
2.3.	a) Intensidad de fotones emitidos vs Fluencia de deuterio (P46, TG-Green-a, TG-Green-B y P56). b) Intensidad de fotones emitidos vs Fluencia de distintas partículas (TG-Green-A). Fuente: [14]	25
2.4.	Descenso de los fotones emitidos con la temperatura para TG-Green. Fuente: [14] .	26

2.5. a) Evolución temporal de la intensidad normalizada de un único pulso luminiscente para diferentes temperaturas de la muestra TG-Green. b) Evolución temporal de la intensidad normalizada de un único pulso luminiscente para diferentes temperaturas de la muestra P56. Fuente: [14]	26
2.6. Proceso de sedimentación.	27
3.1. Imagen del material utilizado en el proceso de sedimentación.	30
3.2. Agitación de la disolución de TG-Green mediante un agitador magnético con placa calefactable. Se busca la homogeneidad de la disolución fósforo + adhesivo.	32
3.3. TG-Green depositado en la placa Petri antes del secado y placas revestidas por los distintos fósforos tras dicho secado.	33
4.1. a) Sala Tándem en el CNA. b) Acelerador Tándem de tipo pelletron. Fuente: [14].	36
4.2. a) Esquema del montaje experimental utilizado para aplicar la técnica de ionoluminiscencia. b) Foto del montaje mostrando los elementos principales.	36
4.3. Detalle del pasamuros de la cámara universal con la fibra óptica.	37
4.4. Diagrama de cómo se transmite la luz a través del banco óptico de un espectrómetro QE65000. Fuente: [35].	38
4.5. a) Montaje experimental para realizar la calibración en rendimiento del sistema de adquisición. Fuente: [14] b) Curva de calibración obtenida.	39
4.6. Intensidad de emisión dada en unidades digitales (cuentas) frente a la longitud de onda. El espectro corresponde al obtenido al irradiar protones a 1 MeV al TG-Green comercial con un tiempo de exposición de 1 s.	40
4.7. Curva de calibración para la región de interés (ROI).	40
4.8. Intensidad de emisión absoluta frente a la longitud de onda obtenido al tener en cuenta la calibración.	41
4.9. a) Evolución temporal de la tasa de emisión de fotones y b) la tasa de incidencia de iones durante una medida. Las fluctuaciones de luminiscencia se deben a las fluctuaciones de la corriente de iones. Las medidas corresponden a la irradiación de protones a 1 MeV sobre el TG-Green-B.	42
5.1. Centelladores analizados sobre el portamuestras antes de ser analizados.	44
5.2. Espectros normalizados de ionoluminiscencia de los distintos materiales centelladores.	45
5.3. Eficiencia de ionoluminiscencia frente a la energía del haz de protones.	47
5.4. Tasa de fotones emitidos frente a tasa de iones incidentes. Se han representado también sus correspondientes ajustes lineales.	49

5.5. Daño en TG-Green-B debido a la fluencia acumulada.	50
5.6. a) Decrecimiento de la luminiscencia con la fluencia de iones. b)Representación de $\frac{L_0}{L}-1$ frente a la fluencia para dos centelleadores y dos energías diferentes. Se representa a su vez los ajustes lineales realizados para obtener $F_{\frac{1}{2}}$	51

Índice de cuadros

1.1. Energía específica de distintas fuentes de energía. Fuente: EPFL [8].	12
3.1. Cantidades de fósforo y aglutinante utilizados durante el proceso de sedimentación.	31
5.1. Propiedades de los espectros de ionoluminiscencia de los centelladores.	46
5.2. Eficiencia de los centelladores al ser irradiados por protones a distintas energías a temperatura ambiente.	48
5.3. Eficiencias de los centelladores calculadas por dos métodos analíticos.	49
5.4. $F_{\frac{1}{2}}$ para los distintos centelladores para protones a 1 y 3 MeV.	51